DYNAMIK DER IONOSPHÄRISCHEN F2-SCHICHT MITTLERER BREITEN ÜBER ERDMAGNETISCH KONJUGIERTEN PUNKTEN - MESSERGEBNISSE

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der
Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Egbert Petelski
aus Bremerhaven

Göttingen 1973

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534919_0049

Fotodruck: ANDREAS FUNKE, Offsetdruck
34 Göttingen . Wendenstraße 5b

DYNAMIK DER IONOSPHÄRISCHEN F2-SCHICHT MITTLERER BREITEN

ÜBER ERDMAGNETISCH KONJUGIERTEN PUNKTEN - MESSERGEBNISSE

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der
mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von Egbert Petelski
aus Bremerhaven

Göttingen 1973

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent : Prof. Dr. W. Dieminger

Korreferent : Prof. Dr. M. Siebert

Tag der mündlichen Prüfung: 10. Mai 1973

I N H A L T

Seite

1. EINLEITUNG..... 1

2. ELEKTRISCHE FELDER UND NEUTRALGASWINDE IN DER F2-SCHICHT 3

2.1. Grundgleichungen..... 3
2.2. Elektrische Felder..... 4
2.2.1. Ursprung, Modelle..... 4
2.2.2. Einfluß auf die F2-Schicht..... 7
2.2.3. Messung..... 9
2.3. Neutralgaswinde..... 13
2.3.1. Ursprung, Modelle..... 13
2.3.2. Einfluß auf die F2-Schicht..... 15
2.3.3. Messung..... 17
2.4. Vergleich des Einflusses von elektrischen Feldern und Neutralgaswinden auf die F2-Schicht..... 19

3. KONJUGIERTE PUNKTE..... 23

3.1. Definition..... 23
3.2. Konjugierte Ereignisse..... 24
3.2.1. Voraussetzungen..... 24
3.2.2. Partikel..... 25
3.2.3. Hydromagnetische Wellen..... 27
3.2.4. Elektromagnetische Wellen..... 28
3.3. F2-Schicht an konjugierten Punkten..... 29
3.3.1. Teilchenflüsse entlang erdmagnetischer Feldlinien 29
3.3.2. Identifizierung elektrodynamischer Ionisationsbewegungen..... 30
3.3.3. Deklinationseffekt..... 32

4. MESSMETHODE 35

4.1. Radioecholotung 35
4.1.1. Ionosonde 35
4.1.2. Ionogrammauswertung 37
4.2. Datenauswahl 38
4.2.1. Stationen 39
4.2.2. Intervalle 40

5. MESSERGEBNISSE 43

5.1. Vertikalbewegungen und Ionisationsdichte-schwankungen 43
5.1.1. Baystörungen 43
5.1.2. Sonnenfinsternis 46
5.1.3. Magnetisch ruhige Perioden 47
5.2. Statistik 56
5.2.1. Energiespektrum 56
5.2.2. Filterung 58
5.2.3. Subtraktion theoretischer Ergebnisse 66
5.2.4. Mittlerer quadratischer Fehler 69
5.2.5. Korrelation 69
5.3. Abschätzung eines elektrischen Feldes 76
5.4. Vergleiche mit Ergebnissen anderer Autoren 78

6. AUSBLICK 81

7. ANHANG 83

8. ZUSAMMENFASSUNG 85

9. LITERATURVERZEICHNIS 88

1. EINLEITUNG

Das Verhalten der F2-Schicht ist durch ausgeprägte Höhen- und Grenzfrequenzvariationen gekennzeichnet, die nicht allein auf photochemischen Vorgängen beruhen, sondern umfangreiche vertikale Transportprozesse voraussetzen. Deren Ursachen dürften, neben ambipolarer Diffusion, im wesentlichen elektrische Felder und Neutralgaswinde sein.

Da Messungen noch nicht zu einem abgerundeten und zugleich detaillierten Bild der in der F2-Schicht vorhandenen Felder und Winde geführt haben, müssen für quantitative Vergleiche der Wirkungen beider Faktoren indirekt gewonnene Modelle verwendet werden. Auf dieser Basis gelangten zahlreiche Autoren zu dem Schluß, elektrische Felder seien vorwiegend für Effekte in äquatorialen, Winde dagegen für solche in mittleren und hohen Breiten verantwortlich.

Experimentelle Hinweise auf Unzulänglichkeiten der Modelle lassen jedoch vermuten, daß elektrische Felder auch in der Ionosphäre mittlerer Breiten signifikant wirksam werden. Leider können Effekte dieser Art mit konventionellen Methoden der Ionosphärenlotung nicht ohne weiteres identifiziert werden. Daher soll geprüft werden, ob die magnetische Kopplung konjugierter Ionosphärenbereiche ausgenutzt werden kann, um feldinduzierte Vorgänge in der F2-Schicht von Windwirkungen zu unterscheiden. Anschließend soll die Stärke der eventuell beteiligten Felder abgeschätzt werden. Zusätzlich werden Informationen über einen möglichen Austausch geladener Teilchen zwischen den Hemisphären erwartet, der entlang der magnetischen Feldlinien erfolgen könnte.

Sollten diese Versuche erfolgreich verlaufen, wäre nicht nur eine neue, einfache Methode zur kontinuierlichen Überwachung elektrischer Felder und ihrer Wirkung auf die F2-Schicht gefunden, sondern auch ein Hilfsmittel zur Abschätzung des Ionosphärenverhaltens in schwer zugänglichen Gebieten, wie der mit nur wenigen Lotungsstationen besetzten Südhalbkugel der Erde.

Da die Beschaffung der für diese Arbeit erforderlichen Ionogramme mit langen Wartefristen verbunden war, bestand Gelegenheit

zu einem intensiven Studium der Literatur über elektrische Felder, Neutralgaswinde und konjugierte Punkte. Daher enthält der folgende Text zwei relativ breit angelegte Abschnitte zu diesen drei Themen. Sie mögen das Verständnis der angewandten Methode erleichtern und die Beziehungen der gewonnenen Ergebnisse zu unterschiedlichen Bereichen der Aeronomie verdeutlichen.

2. ELEKTRISCHE FELDER UND NEUTRALGASWINDE IN DER F2-SCHICHT

2.1. Grundgleichungen

Im Rahmen der hier beschriebenen Arbeit wurden Programme benutzt, die es ermöglichen, Reaktionen des Ionosphärenplasmas auf elektrische Felder, Neutralgaswinde und andere Parameter zu berechnen. Daher und um das Verständnis der folgenden Ausführungen zu erleichtern, seien zunächst die Voraussetzungen derartiger Berechnungen skizziert.

Die Erdatmosphäre im Bereich der F2-Schicht ist durchschnittlich zu etwa einem Promille ionisiert. Der ionisierte Anteil durchläuft Gleichgewichtszustände zwischen Produktions-, Verlust- und Transportprozessen. Sein Verhalten wird mit Hilfe von Kontinuitätsgleichungen beschrieben. So gilt in einer bestimmten Höhe z für die Konzentration N_i einer Ionenart die Beziehung

$$\left.\frac{\partial N_i}{\partial t}\right|_z = q - \beta N_i^2 - \operatorname{div}(N_i \bar{V}), \tag{2.1.}$$

worin q die Ionisationsrate, β der Rekombinationskoeffizient und V die Ionengeschwindigkeit sind. Analoge Gleichungen sind für andere Ionenarten und Elektronen aufzustellen.

Zur Berechnung von q und β werden Informationen über die Intensität der ionisierenden Strahlungen, die Dichte und Zusammensetzung der Atmosphäre und die Art der Verlustreaktionen benötigt. Sie sind jeweils nur näherungsweise zugänglich.

Besonders aufwendig ist es, den aus unterschiedlichen Anteilen zusammengesetzten Transportterm zu bestimmen: Erstens diffundiert jede Plasmakomponente unter dem Einfluß der Schwerkraft und ihres eigenen Partialdruckes. Zweitens kann sie durch elektrische Felder beschleunigt werden. Drittens unterliegt sie Lorentzkräften, da sie sich im Erdmagnetfeld bewegt, und viertens wirken Neutralgaswinde auf sie ein. Diese Winde erzeugen Reibungskräfte, die proportional zum Geschwindigkeitsunterschied und zur Häufigkeit der Stöße zwischen der Ionisation und den Neutralteilchen sind. (Die Reibung zwischen Ionen und Elektronen kann vernachlässigt werden). Diesen komplexen Verhältnissen müssen die Bewegungsgleichungen für das Plasma Rechnung tragen. Bei

spielsweise gilt für einfach positiv geladene Ionen:

$$(2.2) \qquad m_i \frac{d\vec{V}}{dt} = m_i \vec{g} - \frac{1}{N_i}\nabla p_i + e\vec{E} + e(\vec{V}\times\vec{B}) - m_i \nu_{in}(\vec{V} - \vec{U});$$

m_i = Ionenmasse, $\vec{g}$ = Schwerebeschleunigung,
p_i = Ionen-Partialdruck, e = Elementarladung,
$\vec{E}$ = elektrische Feldstärke, $\vec{B}$ = Magnetische Induktion,
ν_{in} = Stoßfrequenz Ionen-Neutralteilchen, $\vec{U}$ = Neutralwindgeschwindigkeit,
(Internationales Einheitensystem).

Gleichung (2.2) und die entsprechenden Beziehungen für andere Ionen bzw. Elektronen sind über ihre Reibungsterme mit der Bewegungsgleichung für das Neutralgas verknüpft:

$$(2.3) \qquad m\frac{d\vec{U}}{dt} + 2m\vec{\Omega}\times\vec{U} = m\vec{g} - \frac{1}{N}\nabla p - m\nabla\psi + \frac{\mu}{N}\nabla^2\vec{U} - m\nu_{ni}(\vec{U} - \vec{V});$$

m = Teilchenmasse, $\vec{\Omega}$ = Winkelgeschwindigkeit der Erde,
N = Teilchendichte, p = Druck,
ψ = Skalares Potential von Gezeitenkräften, μ = Molekularer Viskositäts-koeffizient.
ν_{ni} = Stoßfrequenz Neutralteilchen-Ionen,

In dieser Gleichung fehlen naturgemäß jene Terme, die in (2.2) den Einfluß der elektrischen und magnetischen Felder beschreiben. Sie sind durch Glieder ersetzt, die dort vernachlässigt werden durften. Es handelt sich dabei um die Einflüsse der Erddrehung, der Gezeiten und der Viskosität.

Die Gleichungen (2.1) bis (2.3) bilden ein System gekoppelter, nichtlinearer Differentialgleichungen, das den Ausgangspunkt aller Berechnungen des Ionosphärenverhaltens bildet. Da es zu weit führen würde, hier auf die sehr komplizierten Lösungsverfahren einzugehen, sei auf die einschlägige Arbeit von RÜSTER (1971a) verwiesen.

2.2. Elektrische Felder

2.2.1. Ursprung, Modelle

Die bekannteste Quelle ionosphärischer elektrischer Felder ist der 1882 von STEWART konzipierte atmosphärische Dynamo: Ther-

mische und gravitative "Gezeiten"-Kräfte bewegen das atmosphärische Gas der E-Schicht. Die darin eingebettete Ionisation wird quer zu den magnetischen Feldlinien transportiert und induziert elektrische Felder der Stärke $\overline{U}x\overline{B}$. U ist die Windgeschwindigkeit und B die magnetische Feldstärke. Die Felder treiben ihrerseits Ströme der Stärke j, die insgesamt quellenfrei sein müssen und daher elektrostatische Polarisationsfelder Es aufbauen. Der Zusammenhang zwischen den erwähnten Größen und dem Leitfähigkeitstensor σ wird durch die folgende Gleichung wiedergegeben:

$$\overline{j} = \sigma(\overline{E}s + \overline{U}x\overline{B}) \qquad (2.4)$$

Die Berechnung des elektrostatischen Dynamofeldes ist schwierig und kann hier nur andeutungsweise umrissen werden: Einige Autoren gingen von plausiblen Wind- und Leitfähigkeitsmodellen aus und benutzten die Quellenfreiheit von j sowie die Wirbelfreiheit von Es (BAKER und MARTYN, 1953; FEJER, 1953). Andere leiteten das Dynamostromsystem aus den am Erdboden gemessenen geomagnetischen Variationen ab und schlossen dann auf Es und U (MAEDA, 1955; KATO, 1956). Die neuesten Ergebnisse stammen von MATSUSHITA (1969), der beide Methoden vereinte. Er verglich die aus verschiedenen Wind- und Leitfähigkeitsmodellen berechneten Stromsysteme mit den aus geomagnetischen Variationen abgeleiteten Strömen und suchte so die geeignetsten Windmodelle aus. In Abb. 1 ist die von MATSUSHITA berechnete globale Verteilung des elektrischen Feldes wiedergegeben. Es handelt sich um das sogenannte Sq-Feld, das solaren "Gezeiten" unter magnetisch ruhigen Bedingungen zuzuschreiben ist. Offensichtlich ändern sich Stärke und Richtung kontinuierlich mit einer Periodenlänge von 24 Stunden, wobei in mittleren Breiten Amplituden von 2 V/km erreicht werden. Das lunare L-Feld kann gegenüber dem Sq-Feld vernachlässigt werden.

Einem Vorschlag von MARTYN (1947) zufolge werden die elektrischen Felder der E-Schicht entlang der magnetischen Feldlinien in die darüberliegende F-Schicht übertragen. Quantitative Untersuchungen von FARLEY (1959, 1960) sowie SPREITER und BRIGGS (1961) bestätigten, daß die Leitfähigkeit der Feldlinien ausreicht, um von Äquipotentiallinien zu sprechen. Die elektrischen

Felder werden also fast unabgeschwächt in die F2-Schicht "projiziert".

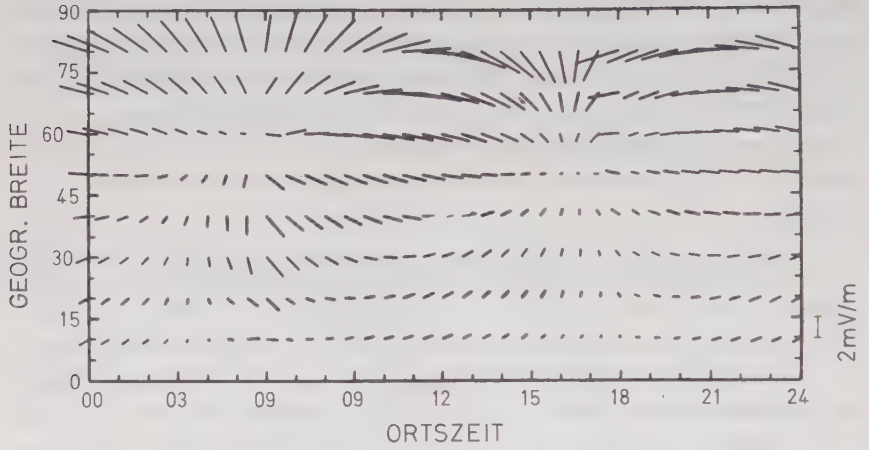


Abb. 1 Muster des aus der E-Region stammenden elektrischen Dynamofeldes in der F2-Schicht (300 km Höhe, Äquinoktien) nach MATSUSHITA (1969). Die zu einer festen Breite gehörenden Feldvektoren sind jeweils so angeordnet, daß ihre Anfangspunkte auf einer imaginären horizontalen Linie liegen.

Das Konzept der Übertragung elektrischer Felder entlang geomagnetischer Feldlinien dürfte auch für sehr große Distanzen gültig sein. Daher rührt die Bedeutung selbst magnetosphärischer elektrischer Felder für die F2-Schicht. OBAYASHI und NISHIDA (1968) diskutierten die Möglichkeit, daß auch die durch den Sonnenwind angeregten Konvektionen in der Plasmasphäre oder anderen Bereichen der Magnetosphäre (s. AXFORD, 1969) eine Dynamowirkung haben. MATSUSHITA (1971) berechnete die zugehörige weltweite Feldverteilung (Abb. 2) für den hypothetischen Fall, daß nur magnetosphärische Felder für das ionosphärische Sq-Stromsystem verantwortlich sind. Er schlug direkte Feldmessungen vor, um die relative Bedeutung der ionosphärischen und magnetosphärischen Dynamos zu ermitteln. Wie Abb. 2 zeigt, müßte auch die Periode ei-

nes aus der Magnetosphäre in die F2-Schicht übertragenen Feldes ganztägig sein, wohingegen die Amplitude mit 4 V/km in mittleren Breiten etwa doppelt so groß wäre wie die des ionosphärischen Dynamofeldes.

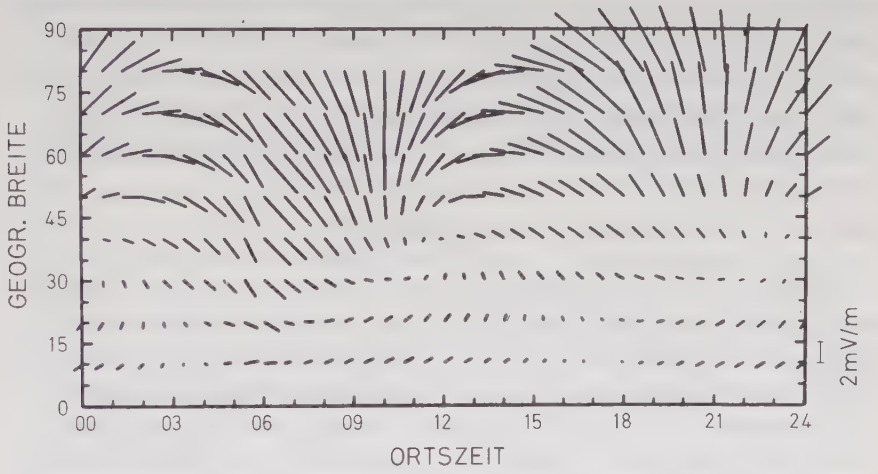


Abb. 2 Muster des aus der Magnetosphäre stammenden elektrischen Dynamofeldes in der F2-Schicht (300 km Höhe, Äquinoktien) nach MATSUSHITA (1971). Die zu einer festen Breite gehörenden Feldvektoren sind jeweils so angeordnet, daß ihre Anfangspunkte auf einer imaginären horizontalen Linie liegen.

Hiermit dürften die wichtigsten Ursachen elektrischer Felder erfaßt sein. Andere Mechanismen, wie der Dynamoeffekt der Erdrotation (BRAMLEY und PUDOVKIN, 1970), die Diffusions-Ladungstrennung (MANGE, 1960) und die Erzeugung von Polarisationsfeldern durch Winde in der F2-Schicht selbst (RISHBETH, 1971) sind vergleichsweise uneffektiv und seien daher nur erwähnt.

2.2.2. Einfluß auf die F2-Schicht

Elektrische Felder E erzeugen in Gegenwart des erdmagnetischen Feldes B Ionisationsdrifts der Geschwindigkeit

(2.5) $$\overline{V} = \overline{E} \times \overline{B}/B^2.$$

Bei der Diskussion des Einflusses derartiger Bewegungen auf die F2-Schicht kann man sich in den meisten Fällen auf die Vertikalkomponenten beschränken. Das hat folgenden Grund: Außerhalb des Schichtmaximums ist der vertikale Gradient von N wesentlich größer als der horizontale Gradient. Folglich wird der Divergenzterm der Kontinuitätsgleichung (2.1) im wesentlichen durch vertikale Bewegungen bestimmt. Deren Geschwindigkeit V_z ist eine Funktion des Azimutalfeldes E_y und der magnetischen Inklination I (vgl. Abb. 4):

(2.6) $$V_z = E_y \cos I/B.$$

Obwohl hier nur die Wirkung elektrischer Felder beschrieben werden soll, darf doch der Einfluß der Reibung zwischen Ionen und Neutralteilchen nicht außer acht gelassen werden. Er führt dazu, daß die Driftgeschwindigkeit im stationären Fall mit einer Zeitkonstanten 1/f zerfällt, wobei f eine Funktion der Ionisationsdichte und damit sowohl der Schichthöhe als auch der Tageszeit ist. Hohe Driftgeschwindigkeiten setzen daher nicht nur starke, sondern auch kurzfristig veränderliche elektrische Felder voraus. Dieser Zusammenhang wurde von JONES (1971) wie folgt formuliert:

(2.7) $$\frac{dV}{dt} + fV = \frac{\cos I}{B} \frac{dE}{dt}$$

Die Folgen von Vertikaldrifts in der F2-Schicht können mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung (2.1) bestimmt werden. Man erwartet einerseits Änderungen der Höhe des Ionisationsmaximums, der sogenannten Schichthöhe hmF2. Da jedoch in unterschiedlichen Höhen auch unterschiedliche Rekombinationskoeffizienten wirksam werden, wird sich andererseits auch die maximale Ionisationsdichte NmF2 selbst verändern: Eine Aufwärtsdrift wird sowohl die Schicht anheben als auch die Ionenkonzentration vergrößern und eine Abwärtsdrift wird den umgekehrten Effekt haben.

Gleiche elektrische Feldstärken vorausgesetzt, sollten die Effekte in Äquatornähe besonders stark sein, da hier die Inklination praktisch verschwindet. Tatsächlich galt der erfolgreich-

ste Versuch, Eigenheiten des F2-Schichtverhaltens mit elektrischen Feldern zu begründen, der Äquatoranomalie (s. APPLETON, 1946). Nach HANSON und MOFFET (1966) reichen die aus Dynamorechnungen folgenden Felder aus, um realistische Verteilungen der Ionisationsdichte in der Meridionalebene zu erzwingen: Die Ionisation wird durch westöstliche Felder von einigen hundert mV/km nach oben getrieben und sinkt dann entlang der magnetischen Feldlinien zu höheren Breiten hin wieder ab (Fontäneneffekt).

Weniger geeignet ist das elektrische Dynamofeld zur Deutung des ionosphärischen Verhaltens in mittleren Breiten. Beispielsweise ist es zwar grundsätzlich möglich, den Anstieg und die Erhaltung der nächtlichen F-Schicht auf elektrische Felder zurückzuführen (EISEMANN, 1966; STUBBE, 1968), jedoch müßten diese Felder nach Osten weisen, während Modellrechnungen zu Feldern mit westwärts gerichteten Komponenten führen (vgl. Abb. 1 und 2). Die benötigten Amplituden (EISEMANN: 3 V/km; STUBBE: 5 - 10 V/km) entsprächen dagegen ungefähr dem magnetosphärischen Dynamomodell.

2.2.3. Messung

Die experimentelle Prüfung theoretischer Modelle elektrischer Felder in der oberen Atmosphäre befindet sich noch im Stadium stichprobenartiger Messungen. Zwar wurden in den letzten Jahren zahlreiche Meßmethoden entwickelt, jedoch sind sie entweder ungenau oder nur unter bestimmten Voraussetzungen anwendbar oder zu kostspielig oder störanfällig für routinemäßige Beobachtungen.

In situ Messungen können mit raketen- oder satellitengetragenen Langmuir-Doppelsonden vorgenommen werden (zur Theorie s. FAHLESON, 1967). Hierbei werden extreme Anforderungen an die Symmetrie der Sondenfunktion und der Kontaktpotentiale gestellt. Weitere Schwierigkeiten rühren daher, daß durch die Bewegung des Sondenträgers senkrecht zum Erdmagnetfeld elektrische Störfelder induziert werden, die wesentlich stärker sein können als die zu messenden Felder und daher sehr exakt bestimmt werden müssen. Wegen seiner geringen Genauigkeit wird dieses Verfahren vorwiegend in hohen Breiten angewandt, wo mit starken Feldern gerechnet werden kann.

Beispielsweise stießen KELLEY et al. (1971) im Bereich der E- und F-Schicht über Ft. Churchill (ϕ = 58,8°N, I = 83°N) nachts auf südwärts gerichtete Felder von 5 bis 40 V/km und tagsüber auf nordwärts orientierte Felder von 0,5 bis 8 V/km. Dabei waren die magnetischen Bedingungen leicht gestört bis ruhig. Diese Ergebnisse stimmen weder in der Amplitude noch in der Richtung mit den Modellfeldern von MATSUSHITA (1969, 1971) überein. Innerhalb eines Nordlichts wurden selbst parallel zu den magnetischen Feldlinien elektrische Feldstärken bis zu 20 V/km gemessen. Demnach kann die hohe Leitfähigkeit der magnetischen Feldlinien gelegentlich verloren gehen.

Eine indirekte Methode, Informationen über elektrische Felder zu gewinnen, besteht darin, die von ihnen verursachte Drift geladener Teilchen zu beobachten (s. Gl. (2.5)). Diese Möglichkeit wurde erfolgreich mittels künstlicher, selbstleuchtender Bariumionenwolken realisiert (HAERENDEL et al., 1967; HAERENDEL, 1969). Bedauerlicherweise ist dieses relativ einfache und genaue Verfahren nur während der Dämmerung und - da die Wolken vom Boden aus beobachtet werden - während günstiger Witterung anwendbar. RIEGER (1971) veröffentlichte die Ergebnisse von Ionenwolkenexperimenten in mittleren Breiten. Die gemessenen Feldstärken lagen zwischen 1 und 3 V/km und entsprachen damit größenordnungsmäßig den von MATSUSHITA angegebenen theoretischen Werten. Die Feldrichtungen waren dagegen entgegengesetzt zu den theoretisch berechneten, nämlich äquatorwärts abends und polwärts morgens.

FAHLESON et al. (1971) kombinierten verschiedene Meßtechniken miteinander: Sie maßen gleichzeitig mit Doppelsonden und Bariumwolken und beobachteten zusätzlich die Versetzung der von der Rakete verursachten Turbulenzen. Alle Ergebnisse deuteten auf ein nordwärts gerichtetes Feld von ca. 22 V/km am späten Nachmittag und ein südwärts gerichtetes Feld von 3 bis 6 V/km am frühen Morgen hin. Die Messungen fanden während der Äquinoktien über Kiruna statt; die magnetischen Bedingungen waren ruhig.

Eine wichtige Variante der Messung makroskopischer Bewegungen unter dem Einfluß elektrischer Felder ist die Thomsonsche Streusondierung. Hierbei wird das Echo von Radarwellen gemessen,

das durch inkohärente Streuung an einzelnen, den statistischen Fluktuationen der mikroskopischen Plasmaverteilung unterworfenen Elektronen erzeugt wird. Da das gestreute Signal außerordentlich schwach ist, sind hohe Sendeleistungen und große Antennen erforderlich. Entsprechende Installationen gibt es bisher erst an fünf Plätzen der Erde, nämlich in Jicamarca/Peru, Arecibo/Puerto Rico, Millstone Hill/Massachusetts, St. Santin/Frankreich und Malvern/England.

Ursprünglich wollte man mit derartigen Anlagen vor allem die Verteilung der Elektronendichte oberhalb des F-Schicht Maximums bestimmen. Dabei konnte man von der Tatsache ausgehen, daß die aus einer gegebenen Höhe zurückgestreute Energie der dort vorhandenen Elektronenkonzentration proportional ist. Will man dagegen makroskopische Bewegungen erfassen, so hat man die Dopplerverschiebung des empfangenen Spektrums zu messen. Sie beträgt in typischen Fällen nur einige Promille der thermischen Dopplerverbreiterung des Spektrums der rückgestreuten Strahlung und kann daher nur unter großem Aufwand bestimmt werden.

Wie man unmittelbar einsieht, kann lediglich die Geschwindigkeitskomponente in Richtung der Halbierenden des vom einfallenden und reflektierten Strahl gebildeten Winkels bestimmt werden. Sind Sender und Empfänger monostatisch, d. h. am selben Ort angeordnet, so ist das die Richtung vom Sender weg oder zu ihm hin. Zur eindeutigen Festlegung einer Bewegung müssen ihre räumlichen Komponenten ermittelt werden, wobei diejenigen parallel und senkrecht zum magnetischen Feld besonders interessant sind, da sie Rückschlüsse auf Winde und elektrische Felder erlauben. Im Idealfall würden diese Messungen simultan über drei getrennt aufgestellte Antennen vorgenommen. Das erste System dieser Art wird zur Zeit in St. Santin (ϕ = 46°N, I = 50°N) vorbereitet (VASSEUR, 1971).

Einstweilen sind nur sukzessive oder Messungen von Einzelkomponenten möglich. BEHNKE (1970) und HARPER (1971) arbeiteten mit der Anlage in Arecibo, einer Station im Übergangsbereich zwischen niedrigen und mittleren Breiten, deren Lotungsstrahl geschwenkt werden kann. Die aus der gemessenen Plasmadrift errechneten mitt

leren Amplituden der elektrischen Feldstärke lagen bei 1,5 V/km. In diesem Punkt stimmten die Ergebnisse mit den von der Dynamotheorie vorhergesagten Werten überein. Hinsichtlich der zeitlichen Variationen ergab sich dagegen folgendes Bild: BEHNKES Ergebnisse deuteten noch auf eine grobe Übereinstimmung mit dem theoretischen Verlauf während des Tages hin. Nachts schienen jedoch starke Abweichungen zu bestehen. HARPER wies Phasendifferenzen von ca. 3 Stunden auch am Tage nach. Starke und unregelmäßig auftretende Felder am frühen Morgen sowie Anstiege der Feldstärke gegen Abend widersprachen ebenfalls den Modellvorstellungen. Alle Aussagen wurden aus einer kleinen Zahl kurzer Meßintervalle gewonnen, da anhaltende apparative Schwierigkeiten kontinuierliche Beobachtungen verhinderten.

Auch über Jicamarca (ϕ = 12°S, I = 2°N), also in äquatorialen Breiten, wurden mit dieser Methode deutliche Abweichungen der Variation des elektrischen Feldes vom theoretisch vorhergesagten Tagesgang gefunden (WOODMAN, 1970). Andererseits konnte an der gleichen Station das Konzept der Übertragung elektrischer Felder aus der Dynamoregion in die F-Schicht verifiziert werden: BALSLEY und WOODMAN (1969) stellten einen hohen Grad an Übereinstimmung zwischen dem Auftreten elektrischer Felder in der E-Schicht (abgeleitet aus der Geschwindigkeit horizontaler Elektronendrifts) und elektrodynamischer Vertikalbewegungen in der F2-Schicht fest.

Abschließend sei noch eine vierte Art von Feldmessungen erwähnt: MÜHLEISEN et al. (1971) berichteten über Potentialmessungen mit Ballonsonden. Aus kontinuierlichen Ablesungen des Potentialgradienten zwischen Erdoberfläche und Ballon-Gipfelhöhe berechneten sie das Ionosphärenpotential an verschiedenen Orten und schlossen daraus auf horizontale elektrische Felder mit Feldstärken bis zu 8 V/km in mittleren Breiten. Diese Felder traten unter gestörten bis ruhigen magnetischen Verhältnissen nach solaren Radioausbrüchen auf. Sie übertrafen die von der Dynamotheorie vorhergesagten Feldstärken. Weitere Ballonexperimente wurden von MOZER (1971) in der Nordlichtzone durchgeführt. Hier schwankten die Feldstärken während magnetisch fast ruhiger Perioden sogar zwischen + 100 und - 100 V/km. Das sind Werte, die vom Dyna-

momodell auch nicht näherungsweise vorhergesagt werden.

Zusammenfassend muß festgestellt werden, daß die bisher durchgeführten Experimente weder zu einem konsistenten Bild der weltweiten Verteilung elektrischer Felder noch zur Bestätigung der Dynamotheorie geführt haben. Insbesondere in hohen und mittleren Breiten scheinen auch zu magnetisch ruhigen Zeiten unvorhergesehen stark fluktuierende Felder möglich zu sein, deren Feldstärken die theoretischen Werte weit übertreffen. In Anbetracht des sporadischen Charakters der Messungen sind Vergleiche mit den von mittleren Verhältnissen ausgehenden Modellen allerdings nicht unbedingt stichhaltig, zumal auch die äußeren Voraussetzungen (magnetischer Störungsgrad, Phase des Sonnenfleckenzyklus und Jahreszeit) nie völlig gleich sind.

2.3. Neutralgaswinde

2.3.1. Ursprung, Modelle

Untersuchungen der Abbremsung von Erdsatelliten haben gezeigt, daß im Bereich der F2-Schicht starke atmosphärische Dichteschwankungen auftreten (JACCHIA, 1959; KING-HELE, 1966). Es liegt nahe, sie auf den täglichen Wechsel von Lufterwärmung - durch Absorption solarer EUV-Strahlung - und Wiederabkühlung zurückzuführen. Anschaulich kann man sich die Dichtevariationen als Folge der Wanderung einer Gasbeule vorstellen, die, dem Sonnenstand folgend, um die Erde läuft. Ihren Höchstwert erreicht dic Dichte gegen 1400 Uhr Ortszeit in jener geographischen Breite, in der die Sonnenstrahlen senkrecht auf die Erde treffen. Minimal wird sie um ungefähr 0300 Uhr Ortszeit.

Aus den Ergebnissen der Dichtemessungen wurden schon bald Atmosphärenmodelle hergeleitet (JACCHIA; 1965, 1971), die wertvolle Angaben nicht nur über die Dichte selbst, sondern auch über die Temperatur- und Druckverhältnisse in der F2-Schicht liefern: KING und KOHL (1965) zeigten erstmals, daß die vorhandenen Druckgradienten ausreichen, um großräumige horizontale Windsysteme anzutreiben, wie man sie vorher oberhalb der Dynamoregion nicht vermutet hatte.

Seither sind zahlreiche weitere Versuche zur Berechnung von

Winden aus der globalen Druckverteilung gemacht worden (GEISLER, 1967; KOHL und KING, 1967; BAILEY et al., 1969; RISHBETH et al., 1969; CHALLINOR, 1969; 1970; CHO und YEH, 1970). Ihr gemeinsamer Ausgangspunkt ist die Bewegungsgleichung (2.3) des Neutralgases, deren Druckterm empirischen Atmosphärenmodellen entnommen wird. Die resultierenden Horizontalwinde bewegen sich vorwiegend senkrecht zu den Isobaren und unterscheiden sich darin grundlegend von den geostrophischen Winden der tieferen Atmosphäre. Dieser Unterschied muß der größeren Bedeutung von Reibungskräften in der F2-Schicht zugeschrieben werden.

Ein typisches Ergebnis, das Muster der Winde in 250 km Höhe, zeigt die der Arbeit von CHALLINOR (1970) entnommene Abb. 3. Man erkennt, daß die Windrichtung sich im Laufe des Tages um 360° dreht, wobei sie mittags zum Pol und um Mitternacht zum Äquator weist. Die Windstärken liegen zwischen minimal 30 m/s am Tage und maximal 300 m/s nachts. Die auffällige Diskrepanz der Tages- und Nachtwerte rührt daher, daß die Ionenkonzentration und mit ihr die Reibung zwischen Ionen und Neutralteilchen nachts kleiner ist als am Tage.

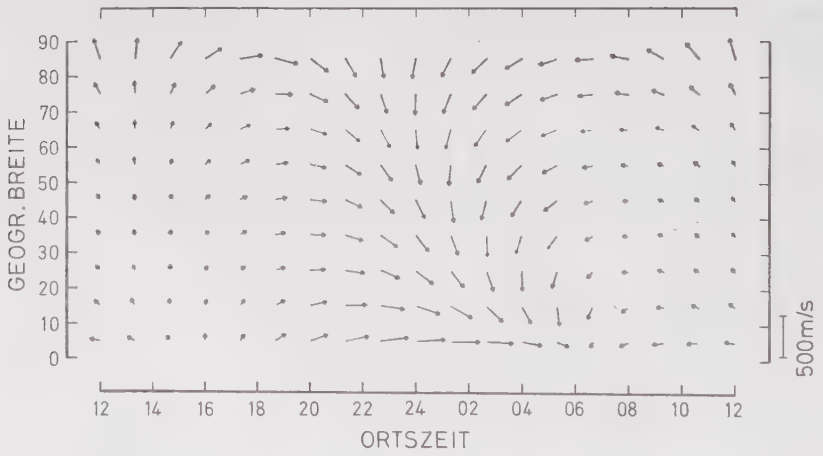


Abb. 3 Muster der Neutralgaswinde in der F2-Schicht (250 km Höhe, Äquinoktien) nach CHALLINOR (1970).

Es sei darauf hingewiesen, daß derartige Windmodelle nur näherungsweise Gültigkeit haben können, da sie nicht etwa auf beobachteten Windgeschwindigkeiten beruhen, sondern mittelbar aus Dichtemessungen hergeleitet werden. In die dafür erforderlichen Rechnungen gehen zum Teil willkürliche Randbedingungen und Modellannahmen über andere Atmosphärenparameter ein. Auch geben die Windmuster nur räumlich und zeitlich gemittelte Verhältnisse wieder, so daß Rückschlüsse auf lokale Effekte zu diskreten Zeitpunkten riskant sind.

2.3.2. Einfluß auf die F2-Schicht

Die Wirkung von Winden auf die F2-Schicht wird, wie in 2.1. erwähnt, durch Reibungskräfte zwischen den Neutralteilchen und der Ionisation vermittelt. Allerdings sind die Bewegungen des Plasmas in diesem Höhenbereich, anders als in der E-Schicht, nahezu auf Richtungen parallel zum magnetischen Feld beschränkt. Der Grund liegt darin, daß beim Übergang zu größeren Höhen die freie Weglänge geladener Teilchen und damit auch die Wirksamkeit von Lorentzkräften zunimmt (vgl. RISHBETH und GARRIOTT, 1969). Die Ionisation wird schließlich auf eine Geschwindigkeit beschleunigt, die gleich der Projektion der Windgeschwindigkeit U auf die magnetischen Feldlinien ist:

$$\bar{V} = (\bar{U}\cdot\bar{B})\bar{B}/B^2 \tag{2.8}$$

Obwohl die Neutralgasbewegung praktisch nur horizontale Komponenten hat, wird sich die Ionisation wegen der Neigung der magnetischen Feldlinien auch nach oben oder unten bewegen. Und zwar mit einer Geschwindigkeit V_z, die von der geomagnetischen Inklination I und der Meridionalkomponente U_x des Windes abhängt (vgl. Abb. 4):

$$V_z = U_x \sin I \cos I = \frac{1}{2} U_x \sin 2I. \tag{2.9}$$

Vertikale Ionisationsbewegungen bedeuten aber, nach 2.2.2., Änderungen von hmF2 und NmF2. Sie sollten in mittleren Breiten besonders ausgeprägt sein, da hier der Faktor sinIcosI seinen größten Wert erreicht. Grundsätzlich werden polwärts gerichtete Winde die F2-Schicht in Regionen größerer Verluste hinunterdrük-

ken. Solche Winde sind nach Abb. 3 am Tage zu erwarten. Umgekehrt wird sich die Schicht nachts verhalten, wenn die Winde zum Äquator wehen.

Diese Zusammenhänge wurden in einer Vielzahl von Arbeiten quantitativ untersucht (KOHL und KING, 1967; KING et al., 1967; RISHBETH, 1967, 1968; KOHL et al., 1968; MURADOV und FATKULLIN, 1968; FATKULLIN, 1968). Üblicherweise verfuhren die Autoren so, daß sie das Gleichungssystem (2.1) bis (2.3) einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung des weltweiten Windsystems lösten und die Ergebnisse mit empirischen Ionosphärendaten verglichen.

Als repräsentatives Beispiel seien die Ergebnisse einer Arbeit von KOHL (1972a) erwähnt. Hierin wurden mittlere monatliche Tagesgänge der Schichthöhe und der maximalen Ionenkonzentration von 5 Stationen (in verschiedenen geographischen Breiten) als experimentelles Vergleichsmaterial benutzt. Die an den drei in mittleren Breiten ($\phi \geq 40^{\circ}N$) liegenden Stationen während des Sommers und der Äquinoktien beobachteten Werte stimmten weitgehend mit den berechneten Werten überein, sofern bei der Rechnung das Windsystem berücksichtigt worden war. Insbesondere bestätigte sich die Annahme, daß Winde zum nächtlichen Anstieg der F2-Schicht beitragen. Vernachlässigte man die Winde, so konnten die Meßergebnisse dagegen nicht mehr zufriedenstellend reproduziert werden.

Diese und die Resultate der übrigen Arbeiten sind ein klarer Beleg dafür, daß Winden eine entscheidende Rolle im Verhalten der F-Schicht zukommt. Allerdings sind die bisherigen Untersuchungen einerseits recht pauschal, da sie vorwiegend von mittleren Tagesgängen ausgehen, die naturgemäß keine kurzzeitigen, individuellen Effekte mehr enthalten. Andererseits haben sie den Nachteil, nur wenige ausgesuchte Stationen zu umfassen. Alles in allem verbleibt also genügend Spielraum für Einflüsse anderer Parameter, wie z. B. elektrischer Felder. Dafür sprechen auch einige Schwierigkeiten, die KOHL (1972a) bei der Interpretation des Schichtverhaltens hatte:

In niedrigeren Breiten ($\phi = 32^{\circ}N$ bzw. $19^{\circ}N$) wich das gemessene Verhalten der F2-Schicht deutlich von der theoretischen Erwar-

tung ab. Im Winter traten auch in mittleren Breiten starke Diskrepanzen zwischen den tatsächlichen und den gerechneten Tagesgängen auf. Insbesondere wurden die hohen winterlichen Ionendichten von der Rechnung nicht wiedergegeben. Das bedeutet, daß die Winteranomalie der F2-Schicht nicht durch Winde erklärt werden kann. Zu analogen Resultaten waren STROBEL und McELROY (1970) gelangt, die zwar die Form, nicht aber die erhöhte Ionenkonzentration der winterlichen F2-Schicht aus Winden ableiten konnten. Ferner stellten sie fest, daß die berechneten Variationen von hmF2 und NmF2 bedeutend realistischer werden, wenn man die Phase der Winde um 2 Stunden vorverlegt. Ähnliche Verschiebungen hatten ECCLES et al. (1971) eingeführt. Für diese Phasendifferenzen gibt es jedoch einstweilen keine plausible Begründung.

2.3.3. Messung

Zur Messung der Geschwindigkeit von Winden innerhalb der F2-Schicht eignen sich zwei Methoden, deren Prinzip schon im Abschnitt 2.2.3. beschrieben wurde; es sind die optische Verfolgung fluoreszierender Metalldampfwolken zur Dämmerungszeit und die Methode der inkohärenten Rückstreuung.

Der nichtionisierte Anteil von Metalldampfwolken wird vom Wind mitgerissen und ist daher ein direktes Maß für dessen Geschwindigkeit. Entsprechende Versuche wurden beispielsweise von BEDINGER (1970) durchgeführt. Er konnte die von CHALLINOR (1969) vorhergesagten Eigenschaften der Winde für die Zeit der Morgendämmerung bestätigen, fand aber abends sehr unterschiedliche, zum Teil vom Modell abweichende Windgeschwindigkeiten und -richtungen vor. KOHL (1970) verglich eigene theoretische Werte mit experimentellen Ergebnissen anderer Autoren. Auch hierbei ergaben sich Unterschiede sowohl hinsichtlich der Richtung als auch der Stärke des Windes. Allerdings konnte die Rechtsdrehung des Windes während der Nacht bestätigt werden.

Die ersten Windmessungen mit Hilfe der Streusondierung wurden in St. Santin ($\phi = 46^{\circ}N$, $I = 61^{\circ}N$) durchgeführt. Hierbei wurden primär Ionisationsbewegungen parallel zu den magnetischen Feldlinien bestimmt. Deren Geschwindigkeit V_p ist jedoch über die Bewegungsgleichung (2.2.) mit der Geschwindigkeit des Neutralwin-

des verknüpft. Nach EVANS (1971) darf man diese Gleichung in der Nähe des F2-Schichtmaximums zu folgender Beziehung vereinfachen:

$$(2.10) \qquad v_p = U_x \cos I - \frac{g \sin I}{\nu_{in}};$$

U_x = Meridinalkomponente der Neutralgasgeschwindigkeit,
I = geomagnetische Inklination,
g = Erdbeschleunigung,
ν_{in} = Stoßfrequenz Ionen-Neutralteilchen.

Bei bekanntem ν_{in} kann daher aus der gemessenen Ionengeschwindigkeit leicht die Windgeschwindigkeit erschlossen werden.

Eine Zusammenstellung der in St. Santin gewonnenen Ergebnisse findet man bei VASSEUR (1971). Grundsätzlich konnte zwar der theoretisch aus Atmosphärenmodellen abgeleitete Verlauf des Neutralwindes bestätigt werden. Präzise Vergleiche ergaben jedoch beachtliche Abweichungen. So traten im Sommer Phasenunterschiede von ca. 4 Stunden auf, die der Autor auf die Wirkung elektrischer Dynamofelder zurückführte. Ferner mußten für verschiedene Jahreszeiten unterschiedliche Modellannahmen in die Theorie hineingesteckt werden, da sonst die für die Tageszeit berechneten Amplituden entweder im Sommer größer oder im Winter kleiner als die gemessenen Werte ausgefallen wären.

Diskrepanzen zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen wurden auch in niedrigen geographischen Breiten bei Untersuchungen mit der Anlage von Arecibo ($\phi = 18^{\circ}N$, $I = 50^{\circ}N$) festgestellt. Nach BEHNKE (1970) entspricht der tatsächliche dem theoretischen Tagesgang nur zwischen 1800 und 2200 sowie zwischen 0700 und 1200 Uhr; während der übrigen Zeit sollen die Windgeschwindigkeiten zum Teil beträchtlich hinter den erwarteten Werten zurückbleiben. HARPER (1971) wies auf die gegenüber den Modellen stark veränderten Eintrittszeiten der Geschwindigkeitsmaxima hin.

Ähnlich wie die Dynamotheorie elektrischer Felder konnte demnach auch die Theorie des globalen Neutralwindsystems bislang noch nicht durchgehend experimentell abgesichert werden.

2.4. Vergleich des Einflusses von elektrischen Feldern und Neutralgaswinden auf die F2-Schicht

In den beiden Abschnitten über den Einfluß von elektrischen Feldern und Neutralgaswinden auf die F2-Schicht wurden vorwiegend Arbeiten zitiert, die den jeweiligen Parameter isoliert behandelten. Um das reale Schichtverhalten zu verstehen, muß man jedoch die Wirkung von Feldern und Winden gegeneinander abwägen. In Anbetracht der noch unzureichenden Zahl und Genauigkeit experimenteller Ergebnisse kommen dafür in erster Linie die bereits beschriebenen theoretischen Modelle in Frage.

BRAMLEY und YOUNG (1968) studierten das Verhalten der äquatorialen F2-Schicht und fanden Indizien dafür, daß die tägliche Variation der Äquatoranomalie durch Dynamofelder hervorgerufen wird. Während der Solstitien auftretende Asymmetrien der Schichthöhe und der Ionenkonzentration bezüglich des Äquators führten sie dagegen auf Winde zurück. Nach BRAMLEY (1969) erzeugt das von MAEDA (1963) berechnete Dynamofeld in der F2-Schicht mittlerer Breiten im Vergleich zu Winden nur geringfügige Änderungen der Schichthöhe, aber merkliche Abweichungen der Ionenkonzentration.

ABUR-ROBB (1969) verwendete stark vereinfachte, sinusförmig variierende Modellfelder und -winde und gelangte zu dem Schluß, elektrodynamische Drifts allein seien für die Äquatoranomalie und die reduzierten mittäglichen Ionenkonzentrationen am Äquator verantwortlich, während Winde allein den in mittleren Breiten beobachteten Tagesgang der Ionendichte erklären könnten. Eine Kombination von Winden und elektrischen Feldern bewirke dagegen den anomalen Anstieg von NmF2 nach Sonnenuntergang am Äquator und die Aufrechterhaltung der nächtlichen äquatorialen F2-Schicht. In teilweisem Gegensatz hierzu folgerten STERLING et al. (1969), daß Winden nur oberhalb 10° geographischer Breite eine wesentliche Rolle bei der Erhaltung der nächtlichen Ionosphäre zukommt.

RÜSTER (1971b) benutzte zum Vergleich des Einflusses von Winden und elektrischen Feldern auf die F2-Schicht mittlerer Breiten das Dynamomodell von MATSUSHITA (1969) und bezog die Rei-

bung zwischen Ionen und Neutralteilchen in die Rechnung ein. Wie sich zeigte, besteht die Wirkung des elektrischen Feldes auf NmF2 und hmF2 am Tage in einer Vergrößerung dieser Werte um annähernd 7 bzw. 1 Prozent und nachts in einer Verringerung um rund 28 bzw. 1 Prozent. Dieses Ergebnis deckt sich qualitativ mit jenem von BRAMLEY (1969). Weitaus stärkere Änderungen der Schichthöhe (um 10 Prozent) und der Ionenkonzentration (um 47 Prozent am Tage und um 92 Prozent nachts) stellten sich ein, wenn leicht modifizierte, an direkte Dichtemessungen angepaßte Atmosphärenmodelle zur Berechnung der Winde benutzt wurden. Die Wahl des "richtigen" Atmosphärenmodells spielt also bei der Berechnung der F2-Schichtdynamik eine viel bedeutendere Rolle als die Berücksichtigung des theoretischen elektrischen Dynamofeldes.

Tatsächlich wiesen STUBBE und CHANDRA (1970) nach, daß viel stärkere als die von der Dynamotheorie behaupteten Felder erforderlich wären, um die gleichen Wirkungen in der F2-Schicht mittlerer Breiten hervorzurufen, die man von Neutralgaswinden erwartet. Beispielsweise würde um 0200 Uhr Ortszeit ein westöstliches Feld von 5 V/km benötigt. Derartige Amplituden übertreffen die theoretischen Werte mehrfach; außerdem stimmt die Richtung dieser Felder morgens nicht mit der Richtung der Modellfelder überein (vgl. Abb. 1). Dieser Befund interessiert insofern, als er angibt, oberhalb welcher Feldstärken mit deutlichen Wirkungen elektrischer Felder auf die F2-Schicht gerechnet werden kann.

Ein Vergleich mit den unter 2.2.3. beschriebenen Meßergebnissen lehrt, daß Felder der von STUBBE und CHANDRA berechneten Größenordnung in der Ionosphäre mittlerer Breiten durchaus anzutreffen sind. Ähnliche Schlüsse zogen CARPENTER und BOWHILL (1971) aus Rückstreumessungen, die sie in Millstone Hill (ϕ = 43°N, I = 72°N) durchführten. Sie verglichen die experimentellen mit theoretischen Ionisationsbewegungen, welche sie aus dem Windmodell von CHO und YEH (1970) unter Berücksichtigung der Diffusion hergeleitet hatten und interpretierten die resultierenden Geschwindigkeitsunterschiede als Folgen elektrodynamischer Driftbewegungen. Die Extrema der zur Erzeugung dieser Drifts erforder

lichen Felder hätten bei 9,6 V/km um 1900 Uhr (westwärts) und bei 15 V/km um 2300 Uhr (ostwärts) liegen müssen. Zu diesen Zeiten herrschten ruhige magnetische Bedingungen.

Das zuletzt zitierte Ergebnis befriedigt nicht ganz, da zur Bestimmung der elektrischen Felder auf Modellannahmen hinsichtlich der Winde zurückgegriffen wurde. Wertvoller wäre eine unmittelbare, ausschließlich experimentelle Unterscheidung der von Winden und Feldern in der F2-Schicht verursachten Bewegungen. Die scheinbar einfachste Methode bestünde darin, vertikale und horizontale Ionisationsbewegungen gleichzeitig zu erfassen. Je nachdem, ob Winde oder elektrische Felder bei der Induktion der Vertikalbewegungen dominieren, sollten nämlich die begleitenden Horizontalbewegungen entgegengesetzte Richtungen haben. Das wird durch Abb. 4 verdeutlicht. Praktisch ist diese Methode ohne auf-

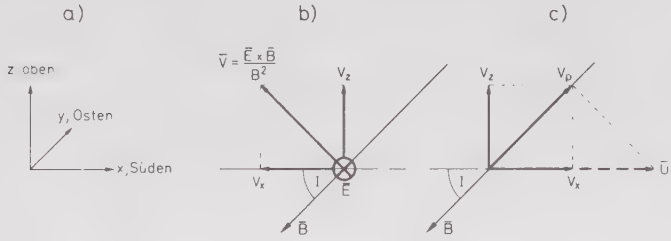


Abb. 4 Ionisationsbewegungen in der F2-Schicht

a) Koordinatensystem; b) elektromagnetische Drifts; c) windinduzierte Drifts; $\bar{E}$: Feldstärke eines nach Osten gerichteten elektrischen Feldes; $\bar{U}$: Geschwindigkeit eines nach Süden gerichteten Neutralgaswindes; $\bar{B}$: Flußdichte des geomagnetischen Feldes; $\bar{V}$, V_z, V_x, V_p: Geschwindigkeit der Ionen nebst Komponenten in z-, x-, und B-Richtung.

wendige Rückstreuanlagen kaum realisierbar, da virtuelle Bewegungen ionosphärischer Irregularitäten die Ergebnisse herkömmlicher Horizontalgeschwindigkeitsmessungen verfälschen. Entsprechend gering war der Erfolg von WRIGHT (1971) mit Hilfe von An-

tennenfeldern durchgeführter Versuche. Es gilt daher, andere Verfahren zur Trennung von Feld- und Windwirkungen auszuprobieren. Im Falle dieser Arbeit geht es speziell darum, herauszufinden, ob bei der gewünschten Differenzierung von der magnetischen Kopplung konjugierter Punkte Gebrauch gemacht werden kann.

3. KONJUGIERTE PUNKTE

3.1. Definition

Zwei Punkte der Erdoberfläche, die durch dieselbe magnetische Feldlinie verbunden sind, werden konjugiert genannt. Zur groben Abschätzung ihrer geographischen Lage kann man sich mit Dipolnäherungen des Erdmagnetfeldes begnügen. Genauere Berechnungen müssen jedoch die enormen Verzerrungen des Magnetfeldes durch den Sonnenwind berücksichtigen, der die Feldlinien auf der Tagseite der Erde staucht und sie auf der Nachtseite zu einem bis weit hinter die Mondbahn reichenden Schweif dehnt, in den auch einige Feldlinien von der Tagseite hineingebogen werden. Des weiteren sind die verzerrenden Einflüsse von Stromsystemen in der Magnetosphäre zu bedenken.

Ferner bewirken die Erdumdrehung, die Neigung der Rotationsachse und ihre Abweichung von der magnetischen Achse sowie die wechselnde Aktivität der Sonne periodische Schwankungen der Feldlinienform von Tag zu Nacht, Sommer zu Winter und von Maximum zu Minimum des 11-jährigen solaren Zyklus sowie sprunghafte Variationen mit der Zahl der Sonnenflecken. Diese dynamischen Formänderungen sind mit Versetzung der Feldlinien-Fußpunkte in der Größenordnung 100 km verbunden (OGUTI, 1969).

In polaren Breiten verliert der Begriff der Konjugiertheit an Schärfe: Die oberhalb ca. 70° magnetischer Breite entspringenden Feldlinien sind nicht mehr einfach geschlossen, sondern ragen sehr weit in den Magnetosphärenschweif hinaus, wo sie durch eine Neutralschicht getrennt werden (NESS, 1965).

Um zumindest die statischen Verzerrungen des Erdmagnetfeldes bei der Berechnung konjugierter Punkte berücksichtigen zu können, wurden Multipolmodelle entwickelt, die die rechnerische Verfolgung der Feldlinien von einer Hemisphäre zur anderen erlauben (CAIN et al., 1967). Dazu wurde die Gaußsche Methode der Entwicklung des magnetischen Potentials in Kugelfunktionen auf der Grundlage neuester Feldmessungen am Erdboden und in Satellitenhöhen vervollkommnet. Zusammenfassende Darstellungen der Resultate solcher Rechnungen in Form von Karten oder Tabellen findet

man bei CAMPBELL und MATSUSHITA (1967) oder bei BARISH und ROEDERER (1969). Die Gültigkeit der Ergebnisse ist allerdings durch lückenhafte Feldmessungen immer noch eingeschränkt. Allein aus lokalen geomagnetischen Anomalien sollen Fehler bis zu 50 km resultieren (OGUTI, 1969). Für hohe magnetische Breiten werden die Angaben noch ungenauer, da hier in zunehmendem Maße schwer erfaßbare externe Quellen zum Gesamtfeld beitragen. Diese Quellen behindern auch die Ermittlung konjugierter Punkte in größeren Höhen, sogenannter räumlich konjugierter Punkte.

3.2. Konjugierte Ereignisse

3.2.1. Voraussetzungen

Magnetische Feldlinien sind gute Leiter kinetischer und elektromagnetischer Energie. Die Entdeckung der irdischen Strahlungsgürtel durch VAN ALLEN (1959) bestätigte eine Vorhersage SINGERS (1957), derzufolge vom Erdmagnetfeld eingefangene geladene Partikel des Sonnenwindes auf spiralförmigen Bahnen entlang der Feldlinien zwischen den beiden Hemisphären hin- und herpendeln und um die Erde driften. STOREY hatte schon 1953 darauf hingewiesen, daß elektromagnetische Energie sich in Form von Whistlern entlang der magnetischen Feldlinien ausbreiten kann, und aus der Plasmatheorie ist bekannt, daß hydromagnetische Wellen sich vorzugsweise parallel zum Magnetfeld fortpflanzen (ALFVEN und FÄLTHAMMAR, 1963).

Daher liegt es nahe, einen engen Zusammenhang zwischen vielen der an den Enden einer magnetischen Feldlinie ablaufenden geophysikalischen Prozesse anzunehmen. Man kann sich vorstellen, daß solche "konjugierten Ereignisse" simultan oder alternierend eintreten und daß sie ähnlich oder in entgegengesetzter Weise ablaufen. Sind sie gekoppelt, so kann der Korrelationsgrad mit Form und Lage der Feldlinien zeitlich und räumlich variieren. Daher versprechen experimentelle Untersuchungen an konjugierten Stationen Erkenntnisse nicht nur über den Entstehungs- und Ausbreitungsmechanismus der jeweils beobachteten Erscheinung, sondern auch über die genaue Lage der Feldlinien und deren zeitliche Schwankungen.

Tatsächlich ist die Zahl konjugierter Experimente seit dem Internationalen Geophysikalischen Jahr (1957/58) so sprunghaft gestiegen, daß hier nur ein kleiner Bruchteil der Ergebnisse referiert werden kann. Als ein zur Gliederung der folgenden Beispiele geeignetes Merkmal bot sich die Art der längs der magnetischen Feldlinien übertragenen Information an.

3.2.2. Partikel

Werden die im Magnetfeld zwischen den Hemisphären pendelnden Teilchen durch geeignete Mechanismen beschleunigt, so verlagern sich ihre Umkehrpunkte in tiefere Schichten der Erdatmosphäre; andere Teilchen werden entlang der in den Magnetosphärenschweif hinausgezogenen Feldlinien hoher Breiten direkt in die Atmosphäre injiziert. Dort werden in beiden Fällen Nordlichter, Röntgenstrahlen, zusätzliche Ionisation und - auf dem Umweg über elektrische Stromsysteme - magnetische Variationen erzeugt.

Nordlichter werden durch energiereiche Elektronen und Protonen von 1 - 100 keV bzw. 10 keV - 1 MeV angeregt. Schon 1881 stellte FRITZ fest, daß sie in beiden Hemisphären gleichzeitig auftreten können. Die ersten Beobachtungen korrespondierender Nordlichter in begrenzten konjugierten Gebieten mit L-Werten (L = maximaler Feldlinienabstand vom Erdmittelpunkt in Erdradien) nahe 4 gelangen DEWITT (1962). Er fand weitgehend übereinstimmende Intensitätsschwankungen. Wegen ihrer deutlich ausgeprägten Charakteristika und der schnell variierenden Form und Helligkeit sind Nordlichter hervorragend dazu geeignet, Konfigurationsänderungen der magnetischen Feldlinien zu verfolgen und Magnetfeldmodelle zu prüfen. Ein solcher Versuch wurde 1963 von LEONARD durchgeführt. Er beobachtete ein Nordlicht in der südlichen Hemisphäre, das von Elektronen einer Atomexplosion über Johnston Island, dem konjugierten Punkt, hervorgerufen wurde.

Mit Hilfe weitgespannter Beobachtungsnetze können räumliche Korrelationsmuster ermittelt werden, die Aussagen über den Querschnitt der Bahnen oder die Größe der Quellgebiete in die Atmosphäre einfallender Teilchen erlauben. Beispielsweise fanden BELON et al. 1969 in konjugierten Gebieten Neuseelands und Alaskas nicht nur punkt- und flächenförmige, sondern auch streifen-

artige Gebiete gleicher Korrelation parallel zu den magnetischen Breitenkreisen, die auf eine gleichzeitige Ausbreitung von Teilchen in magnetischen Schalen hinwiesen. Die Beobachtungsnetze waren in diesem Fall durch Kameras mit großem Gesichtsfeld ersetzt.

Die Messung von Bremsstrahlen hat den spezifischen Vorteil, von Änderungen der atmosphärischen Zusammensetzung weitgehend unabhängig zu sein. Allerdings benötigt man zur Registrierung Ballons, da die Bremsstrahlung in den tieferen Atmosphärenschichten absorbiert wird. BROWN et al. (1965) führten mehrere konjugierte Ballonflüge durch und bestätigten dabei die Vermutung simultaner Strahlungseinbrüche. Röntgenpulsationen und -mikroausbrüche hatten sehr kleine Kohärenzbereiche von nur 100 km Durchmesser. Überdies schienen die Röntgenereignisse mit negativen Baystörungen gekoppelt zu sein.

Der hochenergetische Anteil der in die Atmosphäre einfallenden Partikel erzeugt dort zusätzliche Ionisation, die zu Absorptionseffekten im Kurzwellenbereich führen kann. Bekannt ist der PCA- (= polar cap absorption) Effekt, der im Totalausfall der Kurzwellenausbreitung über die Polkappen hinweg besteht.

Erste konjugierte Messungen der Absorption des kosmischen Rauschens mittels Riometern wurden von HOOK (1962) durchgeführt. Sie ergaben gut übereinstimmende Resultate für Stationen mit L = 4,2 und zeigten, daß die konjugierten Gebiete sich einige 100 km entlang der magnetischen Breitenkreise erstrecken können. LITTLE et al. (1965) fanden jahreszeitliche Variationen der Korrelation, die sie auf Änderungen der Feldliniengeometrie zurückführten. Ein anderer interessanter Beitrag stammt von HARGREAVES (1970, 1971), der zeigen konnte, daß gelegentliche Unterschiede der Absorption an konjugierten Stationen von Feldlinienversetzungen um bis zu 130 km sowie von alternierenden Teilcheneinfällen in die beiden Hemisphären herrühren.

Bei der Untersuchung konjugierter magnetischer Variationen muß man weltweite Effekte, wie z. B. die Anfangs- und Hauptphasen magnetischer Stürme, von vornherein ausschließen, da Korrelationen in diesen Fällen bedeutungslos sind. Es gibt jedoch

räumlich begrenzte Effekte, deren Untersuchung sinnvoll erscheint:

WESCOTT et al. stellten 1963 fest, daß die Sq- (= solar quiet) Variationen völlig unkorreliert ablaufen; ein Indiz dafür, daß auch die Dynamoströme in der Ionosphäre beider Hemisphären verschieden sind. WESCOTT und MATHER (1965) verglichen Magnetogramme konjugierter Stationsnetze in unterschiedlichen Breitenzonen unter besonderer Berücksichtigung von Baystörungen. In hohen Breiten (L = 5,2) waren negative Bays praktisch immer, positive Bays dagegen nur gelegentlich korreliert. An Stationen mit L = 2,6 und L = 1,4 verliefen auch die positiven Bays vorwiegend gleichzeitig und ähnlich. Die konjugierten Gebiete, definiert als Flächen gleicher maximaler Korrelationskoeffizienten, änderten ihre Größe, Form und Lage mit der Zeit, erstreckten sich aber im Mittel rund 350 km in ost-westlicher und 125 km in nord-südlicher Richtung. Als Ursache der Baystörungen vermuteten die Autoren polare Elektrojets und deren Rückströme. MENG und AKASOFU (1968) zeigten, daß die Amplitudenverhältnisse der an konjugierten Punkten auftretenden positiven Baystörungen mit der Jahreszeit schwanken und schlossen daraus auf eine Kontrolle der ionosphärischen Leitfähigkeit durch solare Wellenstrahlung. Im Gegensatz dazu scheinen negative Bays in beiden Hemisphären mit gleichen Amplituden aufzutreten und von symmetrischen Teilcheneinfällen herzurühren.

3.2.3. Hydromagnetische Wellen

Periodische magnetische Variationen im ULF-Bereich werden als Pulsationen bezeichnet. Sie umfassen ein sehr breites Frequenzspektrum (Perioden von einigen zehntel bis zu 600 Sekunden) und außerordentlich vielseitige Erscheinungsformen. Sehr häufig ist der sog. Perltyp (pc 1), bei dem kurzzeitige Ausbrüche und Zeiten der Ruhe einander schwebungsartig ablösen. YANAGIHARA (1963) sowie GENDRIN und TROITSKAYA (1965) stellten fest, daß derartige Pulsationen an konjugierten Punkten alternierend auftreten und über große Gebiete kohärent sind. Es soll sich um hydromagnetische Wellen handeln, die durch Instabilitäten in der äußeren Magnetosphäre angeregt und dann durch Resonanz mit Protonenwol-

ken verstärkt werden, welche innerhalb des Strahlungsgürtels zwischen den Hemisphären hin- und herschwingen. Das gleichartige Auftreten in größeren Gebieten deutet auf die Beteiligung eines großen Teils der Magnetosphäre hin.

Anders verhalten sich sogenannte pc 5 Pulsationen mit Perioden um 90 Sekunden: Nach WILSON und ANNEXSTADT (1966) treten sie an konjugierten Stationen gleichphasig auf, wobei die Gebiete guter Übereinstimmung eng begrenzt sind. Detaillierte Polarisationsstudien führten die Autoren dazu, horizontale ionosphärische Stromsysteme als unmittelbare Ursache dieser Pulsationen zu vermuten. Die Stromsysteme sollen ihrerseits durch hydromagnetische Wellen angeregt werden, die, von einer gemeinsamen Quelle in der Äquatorebene ausgehend, längs der magnetischen Feldlinien in polare Gebiete eindringen. Daß begrenzte Bereiche des erdmagnetischen Feldes unabhängig voneinander schwingen können, wurde von SIEBERT (1964) mit einer lamellenartigen Struktur des magnetosphärischen Plasmas begründet.

3.2.4. Elektromagnetische Wellen

STOREY wies 1953 nach, daß elektromagnetische Wellen sich entlang der erdmagnetischen Feldlinien fortpflanzen können. Er schlug vor, die von troposphärischen elektrischen Entladungen hervorgerufenen Whistler als VLF-Wellenzüge von 0,3 bis 30 kHz aufzufassen, die sich in eben dieser Weise ausbreiten. Diese Hypothese wurde u. a. von HELLIWELL und GEHRELS (1958) verifiziert, die konjugierte Experimente mit künstlichen Whistlern durchführten. Wie man heute weiß, bestehen die Whistlerbahnen aus ganzen Bündeln von Feldlinien mit erhöhter Elektronendichte, die als Wellenleiter (ducts) wirken. Konjugierte Beobachtungen von Whistlern sind daher vorzüglich zur Bestimmung der Verteilung von Plasmairregularitäten entlang der geomagnetischen Feldlinien geeignet.

Ähnlich wie im Bereich der hydromagnetischen Wellen gibt es auch unter den elektromagnetischen Wellen solche, die durch Wechselwirkungen mit energiereichen Teilchen angeregt oder verstärkt werden. Hierzu gehören u. a. ein breitbandiges, als "hiss" bezeichnetes Rauschen im kHz-Bereich sowie diskrete Emissionen wie

der "dawn chorus". Diese VLF-Wellen werden wahrscheinlich durch Elektronen verstärkt, die nach Abgabe ihrer Energie ausgefällt werden. Darauf deuten Meßergebnisse von GURNETT und O'BRIEN (1964) hin.

3.3. F2-Schicht an konjugierten Punkten

Die bisher erwähnten Beispiele haben gezeigt, daß es sinnvoll ist, nach Auswirkungen der magnetischen Verbindung konjugierter Punkte auf geophysikalische Vorgänge zu fragen. Wir wollen die Fragestellung nun auf den eigentlichen Gegenstand dieser Arbeit, das Verhalten der F2-Schicht, erweitern.

3.3.1. Teilchenflüsse entlang erdmagnetischer Feldlinien

ROTHWELL (1962) vermutete erstmals, zwischen konjugierten Ionosphärenbereichen würden durch Diffusion entlang der magnetischen Feldlinien Ionen ausgetauscht. KOHL (1966) konnte jedoch zeigen, daß die möglichen Teilchenflüsse nicht ausreichen, um den in der F2-Schicht beobachteten Tagesgang der Ionendichte nennenswert zu verändern.

Deutlichere konjugierte Effekte werden anscheinend von Photoelektronen hervorgerufen, deren mittlere freie Weglänge oberhalb 300 km nach HANSON (1963) ausreicht, um sie aus der lokalen Ionosphäre entweichen und innerhalb weniger Minuten in das konjugierte Gebiet gelangen zu lassen. Diese Effekte sollten immer dann besonders auffällig sein, wenn zur Zeit des Sonnenaufgangs am Fußpunkt einer magnetischen Feldlinie der andere Fußpunkt noch im Dunkeln liegt.

Direkte Beobachtungen konjugierter Photoelektronen gelangen EVANS und GASTMAN (1970) durch Rückstreumessungen von Plasmalinien sowie RAO und MAIER (1970) mit Hilfe von Bremspotentialanalysatoren an Bord eines Satelliten. Eine der Folgen solcher Elektronenflüsse ist nach COLE (1965) die Verstärkung des 6300 Å Luftleuchtens während der winterlichen Morgendämmerung. Ähnlich interpretierte MEIER (1971) die mit einem Satellitenphotometer festgestellte Anregung des 1304 Å Luftleuchtens während der Abenddämmerung. Als weitere Konsequenz des Eindringens von Photoelektronen in die konjugierte Ionosphäre erwartet man erhöhte

Elektronentemperaturen. Tatsächlich konnten CARLSON (1966) in Arecibo und EVANS (1968) in Millstone Hill mit den dort vorhandenen Rückstreuanlagen derartige Temperaturanstiege zur Zeit des Sonnenaufgangs am konjugierten Punkt nachweisen.

Neben die thermische und die optische Anregung tritt als dritter Sekundärprozeß die Stoßionisation. Nach Berechnungen von SHAWHAN et al. (1970) kann der mittägliche Ionisationsgewinn im Sommer 3 Prozent und im Winter 48 Prozent der ohnehin vorhandenen Ionendichte betragen. Die Autoren vermuteten, daß die von den Photoelektronen erzeugte Ionisation wesentlich zur Jahreszeitenanomalie und zur Aufrechterhaltung der nächtlichen F2-Schicht beiträgt. Über experimentelle Beispiele für Variationen des Ionisationsgrades der F2-Schicht zur Zeit des Sonnenaufganges am konjugierten Punkt wurde schon 1968 von BUKIN et al. berichtet.

Die Fußpunkte erdmagnetischer Feldlinien sind im allgemeinen asymmetrisch zum geographischen Äquator angeordnet. Daher muß selbst während der Äquinoktien mit unterschiedlichen Ionendichten innerhalb konjugierter F2-Regionen gerechnet werden. Möglicherweise reicht jedoch der Ionisierungseffekt der Photoelektronen aus, um diese lagebedingten Differenzen auszugleichen. Das wäre eine Erklärung für die gelegentlich gute Übereinstimmung mittlerer NmF2-Tagesgänge oder individueller NmF2-Schwankungen an konjugierten Punkten während magnetisch ruhiger Zeiten im Frühjahr und Herbst, die von einigen Autoren vorgefunden wurde (BENKOVA et al., 1967, 1968a, 1969; MATSUSHITA, 1968; GROSHEVA und PISAREVA, 1969).

3.3.2. Identifizierung elektrodynamischer Ionisationsbewegungen

Bisher war nur von Teilchen und Wellen die Rede, die zwischen konjugierten Punkten übertragen werden. Die in 2.2.1. erwähnte hohe elektrische Leitfähigkeit der geomagnetischen Feldlinien läßt jedoch einen weiteren Kopplungseffekt vermuten. Er sollte im Ausgleich der elektrischen Potentiale in und oberhalb konjugierter F2-Regionen bestehen (GOLD, 1959; DOUGHERTY, 1963; MAEDA und MURATA, 1965; OGUTI, 1969).

Paarweise gleiche Potentiale der Durchstoßpunkte magnetischer

Feldlinien durch die F2-Schicht bedeuten aber, daß auch die elektrischen Horizontalfelder innerhalb der konjugierten Schichtbereiche übereinstimmen. Man muß lediglich voraussetzen, daß die Beträge der magnetischen Kraftflußdichten gleich sind. Diese Bedingung ist an konjugierten Punkten annähernd erfüllt. Folglich sollten in konjugierten Gebieten alle nur durch elektrische Felder hervorgerufenen Ionosphärenbewegungen symmetrisch, d. h. mit vergleichbarer Phase, Richtung und Amplitude ablaufen (s. Abb. 5). Im Gegensatz dazu sind windinduzierte Bewegungen voll den unterschiedlichen Jahreszeiten und - auch während der Äquinoktien - geographischen Bedingungen ausgesetzt. Demnach ist die Ähnlichkeit konjugierter Bewegungen das gesuchte Kriterium für die Identifizierung elektrodynamischer Ionisationsdrifts.

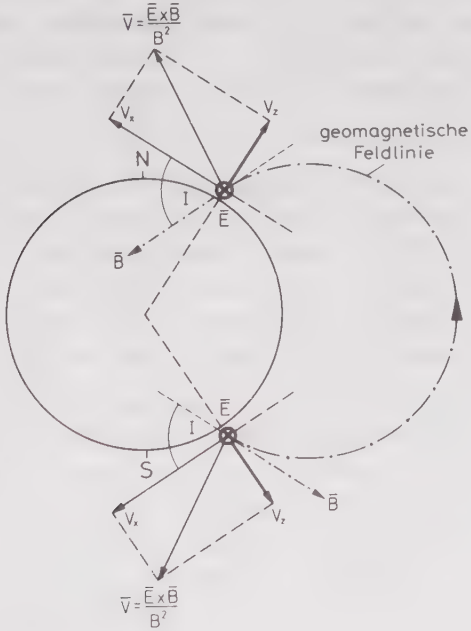


Abb. 5 Elektrodynamische Ionisationsbewegungen an konjugierten Punkten. Bezeichnungen wie in Abb. 4.

Im praktischen Versuch dürfte es schwierig werden, festzustellen, ob der Symmetriegrad der Bewegungsabläufe ausreicht, um auf die Existenz elektrischer Felder zu schließen. Daher ist es angebracht, durch Vergleichsmessungen an geeigneten unkonjugierten Stationspaaren Signifikanzschwellen der Ähnlichkeit festzulegen und zu diesem Zweck quantitative Maßstäbe in Gestalt von Korrelationskoeffizienten einzuführen. Es empfiehlt sich, die gewonnenen Resultate durch eine Gegenüberstellung der gemessenen Bewegungen und theoretischer Werte, die auf der Basis des weltweiten Neutralwindsystems gewonnen wurden, zu verifizieren.

Hat man dann erkannt, welche Bewegungen vorwiegend von elektrischen Feldern hervorgerufen werden, so kann man versuchen, sie durch probierendes Einsetzen verschiedener Modellfelder in das Gleichungssystem (2.1) bis (2.3) rechnerisch zu rekonstruieren. Auf diese Weise sollte es möglich sein, Stärke und zeitlichen Verlauf der in der F2-Schicht vorhandenen elektrischen Felder näherungsweise zu erfassen. Mit diesen Überlegungen ist das Programm des experimentellen Teils dieser Arbeit abgesteckt.

3.3.3. Deklinationseffekt

Alle bisherigen Ausführungen über das Verhalten der F2-Schicht unter der Wirkung von elektrischen Feldern und Neutralgaswinden sind insofern unvollständig, als sie die Abweichungen der magnetischen von der geographischen Nordrichtung ignorieren. In Wirklichkeit spielt die erdmagnetische Deklination eine nicht zu vernachlässigende Rolle in der Ionosphärenphysik.

So stellte EYFRIG (1963a, b; 1969) fest, daß die tägliche Variation von NmF2 und hmF2 über Stationen mit vergleichbarer geographischer Breite und magnetischer Inklination systematisch mit der Deklination schwankt. Beispielsweise trat das Maximum der Ionendichte in der nördlichen Hemisphäre an Stationen mit östlicher Deklination vormittags und an Stationen mit westlicher Deklination nachmittags ein. In der südlichen Hemisphäre verhielt es sich genau umgekehrt.

Die von EYFRIG konstatierte Steuerung des F2-Schichtverhaltens durch die Deklination wurde von KOHL et al. (1969) auf die tägli-

che Rotation der Neutralgaswinde (vgl. Abb. 3) zurückgeführt. Sie argumentierten sinngemäß wie folgt: Vertikale Ionisationsbewegungen sind proportional zur Projektion der Windgeschwindigkeit auf die magnetischen Feldlinien. Folglich müssen ihre Phasen und Amplituden von der magnetischen Deklination abhängen. Damit werden aber auch die Phasen und Amplituden von hmF2 und - wegen der Höhenabhängigkeit der Rekombinationsraten - von NmF2 zu Funktionen der Deklination.

Dieses Zusammenspiel der Drehung des Windvektors und der Richtung des magnetischen Feldes wird durch Abb. 6 veranschaulicht.

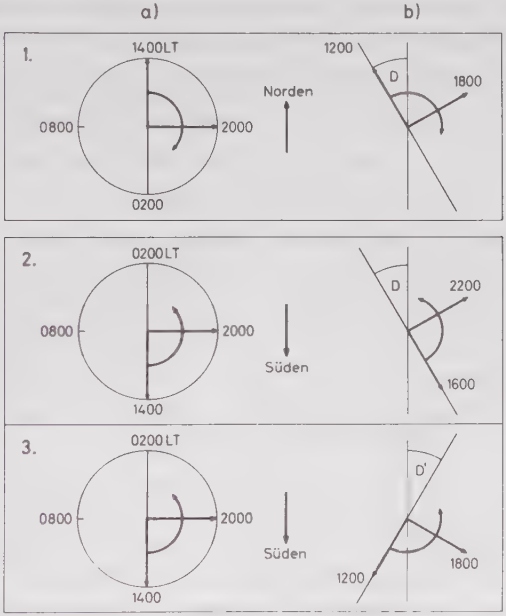


Abb. 6 Deklinationseffekte in unterschiedlichen Hemisphären.

1. Nordhalbkugel, a) $D = 0^{o}$, b) $D = 30^{o}W$.
2. Südhalbkugel , a) $D = 0^{o}$, b) $D = 30^{o}W$.
3. Südhalbkugel , a) $D = 0^{o}$, b) $D' = 30^{o}E$.

Die "Uhren" auf der linken Bildseite veranschaulichen die tägliche Rotation des Vektors der Windgeschwindigkeit nach CHALLINOR (1970).

Der obere Teil dieser Skizze illustriert die Situation in der nördlichen Hemisphäre. Zur Vereinfachung der Diskussion wollen wir die Windgeschwindigkeit als Einheitsvektor betrachten, der mit einer Periode von 24 Stunden rechtssinnig umläuft und um 1400 Uhr Ortszeit (LT) nach Norden weist. Im Fall a) verschwindender Deklination wird zu dieser Zeit auch das Maximum der abwärts gerichteten Ionisationsdrifts erreicht. Sechs Stunden später wird die Driftgeschwindigkeit zu Null, da der Wind nun senkrecht zu den magnetischen Feldlinien weht. Im Fall b) wurde eine Deklination von 30°W angenommen. Wie man sich leicht verdeutlicht, werden nun alle Extrema des Ionentransports zwei Stunden früher erreicht. In dem hier nicht dargestellten Fall östlicher Deklination wären die Verhältnisse entgegengesetzt.

Übrigens ist diese Erklärung des Deklinationseffekts nicht an Winde gebunden. Vielmehr erhielte man mit den von MATSUSHITA (1969) postulierten elektrischen Dynamofeldern prinzipiell gleiche Effekte, da sie ebenfalls rotieren (vgl. Abb. 1 und 2).

Wie schon von EYFRIG bemerkt wurde, kehrt sich der Deklinationseffekt in der Nähe des Äquators um. Gemäß dem mittleren Teil der Abb. 6 kann das zwanglos damit begründet werden, daß der Windvektor im Süden - anders als im Norden - linksherum rotiert: Während die Extrema der Ionisationsbewegungen bei fehlender Deklination zur gleichen Zeit wie über der Nordhalbkugel auftreten, werden sie durch eine Deklination von 30°W um zwei Stunden verzögert. Erst dann, wenn die Deklinationen in der nördlichen und südlichen Hemisphäre einander entgegengesetzt sind, kann mit gleichen Deklinationseffekten gerechnet werden. Das lehrt ein Vergleich des unteren mit dem oberen Teil der Abb. 6.

Da unterschiedliche Deklinationseffekte die Korrelation ionosphärischer Ereignisse verdecken können, sollten konjugierte Experimente möglichst auf Stationspaare mit identischen Deklinationseffekten beschränkt werden. Diese Forderung ist nach dem Vorhergehenden erfüllt, wenn die Winkelsumme der Deklinationen verschwindet.

4. MESSMETHODE

4.1. Radioecholotung

Das gebräuchlichste Verfahren zur Erforschung der Ionosphäre ist die Radioecholotung: Ein Sender auf der Erdoberfläche strahlt Hochfrequenzimpulse variabler Frequenz ab, die von den in der Ionosphäre vorhandenen Elektronen reflektiert und schließlich am Boden wieder aufgefangen werden.

4.1.1. Ionosonde

Zur Radioecholotung mit senkrechter Inzidenz benutzt man Kombinationen von je einem Sender und Empfänger, die als Ionosonden bekannt sind. Die in die Ionosphäre eingestrahlten Signale werden jeweils dort reflektiert, wo die Plasmafrequenz f_o gleich der Lotungsfrequenz f ist:

$$f_o = \frac{1}{2\pi}\sqrt{4\pi n_e \frac{e^2 c^2}{m_e}} = f; \tag{4.1}$$

n_e = Elektronendichte, e = Elementarladung,
m_e = Elektronenmasse, c = Lichtgeschwindigkeit.

Löst man diese Gleichung nach der Elektronendichte auf, so erhält man die Beziehung

$$n_e = \frac{m_e}{e^2 c^2}\pi f_o^2 = 1{,}24 \cdot 10^4 \, f_o^2 \tag{4.2}$$

mit n_e in cm^{-1} und f_o in MHz. Die Frequenz des Echos ist demnach ein Maß für die Elektronenkonzentration am Umkehrpunkt. Sie mißt aber auch die Ionenkonzentration, da die Ionosphäre insgesamt elektrisch neutral ist und (zumindest in der F2-Schicht) praktisch keine negativen Ionen enthält.

Häufig interessiert nur die in einer Ionosphärenschicht anzutreffende maximale Elektronenkonzentration. Die entsprechende Lotungsfrequenz ist die "Grenzfrequenz" oder "kritische Frequenz" fm der jeweiligen Schicht. Radiowellen größerer Frequenz werden erst in der nächsthöheren Schicht (mit größerer Elektronendichte) oder, wenn sie die Grenzfrequenz der F2-Schicht überschreiten,

überhaupt nicht mehr reflektiert.

Eine weitere wichtige Information, nämlich die Höhe h_r des Umkehrpunktes, kann aus der Laufzeit t des Impulses abgeleitet werden. Ein erster Ansatz liefert

$$h' = \frac{1}{2} ct. \tag{4.3}$$

Er wäre brauchbar, wenn das Signal sich ganz im Vakuum fortpflanzte. Im ionisierten Medium muß jedoch der Brechungsindex

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{f_o}{f}\right)^2} < 1 \tag{4.4}$$

berücksichtigt werden, der die (Gruppen-) Geschwindigkeit elektromagnetischer Wellen auf den Wert u = nc reduziert und so die Laufzeit der Lotungsimpulse verlängert:

$$t = 2 \int_o^{h_r} \frac{dh}{u} = \frac{2}{c} \int_o^{h_r} \frac{dh}{n}; \tag{4.5}$$

h_r = wahre Reflexionshöhe.

Die aus t berechnete Höhe h' ist daher grundsätzlich zu groß. Zur Unterscheidung von der wahren Höhe h_r nennt man sie scheinbare Höhe. Eine Beziehung zwischen h' und h_r kann mittels (4.5) aus (4.3) hergeleitet werden:

$$h'(f) = \int_o^{h_r} \frac{c}{u}\, dh = \int_o^{h_r} \frac{dh}{n}. \tag{4.6}$$

Mit (4.4) folgt daraus weiter

$$h'(f) = \int_o^{h_r} \frac{dh}{\sqrt{1-\left(\frac{f_o}{f}\right)^2}} = f \int_o^{f} \frac{\frac{dh}{df_o}}{\sqrt{f^2-f_o^2}}\, df_o. \tag{4.7}$$

Da die Elektronendichte innerhalb einer Ionosphärenschicht mit zunehmender Höhe bis zu ihrem Maximalwert ansteigt, werden Signale mit höheren Frequenzen auch aus größeren Höhen und mit

wachsenden Verzögerungen zurückgeworfen. Trägt man die Laufzeiten als Funktion der Lotungsfrequenzen auf, so erhält man charakteristische h'(f)-Diagramme. Derartige "Ionogramme" werden üblicherweise mittels Kathodenstrahlröhren auf Filmstreifen registriert. Insgesamt gibt es nahezu 150 über die ganze Erde verstreute Stationen, die solche Messungen routinemäßig und in kurzen Abständen zwischen fünf Minuten und einer Stunde durchführen.

4.1.2. Ionogrammauswertung

Jedes Ionogramm enthält einen vollständigen Satz von Informationen über die innerhalb der Ionosphäre anzutreffenden Elektronendichten und die Höhen der einzelnen Konzentrationsniveaus. Lotet man in ausreichend kurzen Abständen, so kann man auch die zeitliche Variation dieser beiden Parameter, also Dichteschwankungen und Vertikalbewegungen, messen. Nur horizontale Transportvorgänge sind nicht erfaßbar. Der hohe Informationsgehalt von Ionogrammen wird jedoch nur selten voll ausgeschöpft. Meistens begnügt man sich damit, die Grenzfrequenzen der Ionosphärenschichten abzulesen. Das ist recht einfach, da die Lotungsspuren bei diesen Frequenzen (wegen $dn_e/dh = 0$) vertikale Tangenten haben.

Schwieriger ist es, die Funktion $h_r(f)$ und damit das Elektronendichteprofil zu gewinnen. Dieses Ziel kann nur erreicht werden, wenn man die Abelsche Integralgleichung (4.7) löst. Nach RAWER (1953) gilt

$$(4.8) \qquad h_r(f) = h_{f_o=f} = \int_o^f \left(\frac{dh}{df_o}\right) df_o = \frac{2}{\pi} \int_o^f \frac{h'(f_1)}{\sqrt{f^2 - f_1^2}}\, df_1 ;$$

f = Frequenz, deren wahre Reflexionshöhe h_r gesucht wird,
f_1 = variable Lotungsfrequenz.

Dieses Integral läßt sich unter Verwendung von Näherungsverfahren noch verhältnismäßig leicht berechnen. Verwickelt werden die Verhältnisse jedoch, sobald man das bisher vernachlässigte Erdmagnetfeld und die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Neutralteilchen in die Überlegungen einbezieht. Dann muß die Dispersi-

onsgleichung (4.4) durch einen von Appleton und Lassen gewonnenen komplizierten Ausdruck (s. KELSO, 1964) ersetzt werden. In die Beziehung (4.6) eingesetzt, führt er auf eine Integralgleichung, die im allgemeinen nicht mehr analytisch gelöst werden kann. Es bleibt die Möglichkeit, $h_r(f)$ schrittweise zu berechnen, indem man den Integrationsbereich in Abschnitte zerlegt und den Verlauf der Elektronendichte innerhalb der einzelnen Intervalle approximiert. So gelangt man zu linearen Gleichungssystemen, deren numerische Auflösung mühsam und ohne die Hilfe elektronischer Rechenanlagen kaum zu bewältigen ist. Brauchbare Verfahren werden beispielsweise von WRIGHT und SMITH (1967) diskutiert.

Eine vielseitige, am Lindauer Institut von BECKER (1967) entwickelte Methode umfaßt neben dem eigentlichen Rechenprogramm auch Prüfprogramme und Digitalisieranlagen. An jeder Anlage können stündlich 10 bis 20 Ionogramme beliebiger Maßstäbe halbautomatisch analysiert werden. Auswerteschwierigkeiten, die sich zunächst aus der unterschiedlichen Anordnung der Ionogramme auf den Filmstreifen (normalerweise in Filmrichtung, gelegentlich aber senkrecht oder schräg dazu) ergaben, wurden durch die Konstruktion einer Prismenoptik umgangen. Sie ermöglicht es, das auf den Auswertetisch des Digitalisierers projizierte Bild kontinuierlich um die optische Achse zu drehen. Das Hauptprogramm umfaßt rund 4000 FORTRAN-Anweisungen. Es war ursprünglich für die Großrechenanlage IBM 360/91 konzipiert und wurde für die Zwecke dieser Arbeit an einen Rechner vom Typ Univac 1108 angepaßt. Er benötigt zur Berechnung eines Elektronendichteprofils 20 bis 60 Sekunden CPU-(= central processing unit) Zeit. Getrennt vom eigentlichen Ionosphärenprofil können als spezifische Parameter jeder einzelnen Schicht u. a. auch die Grenzfrequenz fm und die Höhe des Niveaus maximaler Elektronenkonzentration, die sogenannte Schichthöhe hm, ausgegeben werden.

4.2. Datenauswahl

Zu den Gründen, die den Zeitaufwand für die geplante Arbeit auf ein erträgliches Maß zu reduzieren versprachen, gehörte, neben dem Vorhandensein einer relativ schnellen Auswertemethode, auch die folgende Überlegung: Unter den zahlreichen regelmäßig

betriebenen, über die gesamte Erde verteilten Ionosphärenobservatorien sollten auch einige annähernd konjugierte Paare zu finden sein, die die Errichtung eigener Stationen erübrigten. Diese Vermutung stimmte zwar im Prinzip, aber in praxi war der Rückgriff auf fremdes Beobachtungsmaterial ebenso schwierig und zeitraubend, wie es die Schaffung eigener Meßstellen vermutlich gewesen wäre.

4.2.1. Stationen

Die einzige Regel, die der Verteilung von Lotungsstationen über die Erdoberfläche zugrunde zu liegen scheint, ist die, daß sie auf der Nordhalbkugel zahlreicher sind als auf der Südhalbkugel. Daher wurden zunächst, anhand einer Karte von CAMPBELL und MATSUSHITA (1967) mit magnetischen Koordinaten, die wenigen Stationen südlich des Äquators ausgesucht, denen in etwa ein nördliches Gegenstück zugeordnet werden konnte. Im Anschluß an diese grobe Vorauswahl berechnete LENHART (1969) die genauen Koordinaten der zu den Südstationen gehörenden konjugierten Punkte, wobei er die Magnetfeldmodelle GSFC 9/65 und GSFC 12/66 (vgl. CAIN, 1968) benutzte. So konnten die weniger gut zusammenpassenden Stationen aussortiert werden.

Auf die verbliebenen Punktepaare wurden weitere Auswahlkriterien angewandt:

1. Da nach CAIN die Genauigkeit von Magnetfeldmodellen, die bei einigen zehn Kilometern liegt, oberhalb L = 4 rasch abnimmt, wurden Stationen in höheren geomagnetischen Breiten von vornherein weggelassen. Damit war zugleich sichergestellt, daß die ausgesuchten Stationspaare durch geschlossene magnetische Feldlinien verbunden wurden.

2. In Abschnitt 3.3.3. wurde gezeigt, daß konjugierte Experimente möglichst nur an Orten mit gleichen Deklinationseffekten vorgenommen werden sollten. Bedauerlicherweise gibt es nur außerordentlich wenige Stationspaare auf der Welt, die dieser Voraussetzung genügen.

3. Um die Vorspiegelung von Kopplungserscheinungen durch räumliche Konjugiertheit zu vermeiden, wurden Orte bevorzugt, die asymmetrisch zum geographischen Äquator liegen.

4. Konjugierte Stationen sind nur dann verwendbar, wenn jede von ihnen Ionogramme hinreichender Qualität erzeugt und kooperationsbereit ist. Leider werden diese an sich selbstverständlichen Grundforderungen nicht immer erfüllt.

Schließlich blieben 9 Stationspaare oder Kombinationen aus mehr als 2 Stationen übrig, die in Abb. 7 und der dazugehörigen Tabelle 1 zusammengestellt sind. Unter ihnen erfüllen Canberra und Petropavlovsk am besten die erwähnten Bedingungen. Sie sind die einzigen Stationen, die fast genau konjugiert sind und gleichzeitig ähnliche Deklinationseffekte haben (vgl. Tabelle 4 auf Seite 75). Der Abstand von 60 km zwischen Petropavlovsk und dem konjugierten Punkt von Canberra ist wesentlich kleiner als der Durchmesser von Gebieten gleichartiger Vertikalbewegungen der F2-Schicht, der von BECKER (1961) zu mindestens 150 km bestimmt wurde. Die aus den Ionogrammen dieses Stationspaares gewonnenen Ergebnisse werden daher im 5. Kapitel besonders ausführlich dargestellt und diskutiert.

4.2.2. Intervalle

Nicht nur die äquatorsymmetrische Lage von Stationspaaren, von der im vorigen Abschnitt die Rede war, sondern auch global einheitlich verlaufende magnetische Variationen oder übereinstimmende solare Wirkungen können Kopplungserscheinungen zwischen den in unterschiedlichen Hemisphären ablaufenden ionosphärischen Ereignissen vortäuschen. Insbesondere sind identische Ortszeiten potentielle Urheber scheinkorrelierter Vorgänge. Die erfolgreiche Suche nach echt gekoppelten Phänomenen setzt daher voraus, daß alle Ursachen ausgesondert oder kontrolliert werden, die trivialerweise zu einem Gleichlauf der zu untersuchenden Prozesse führten.

Im Falle dieser Arbeit bestanden die Vorsichtsmaßnahmen erstens darin, daß - von zwei Ausnahmen abgesehen - nur magnetisch ruhige Perioden mit Kp-Werten unterhalb 3+ berücksichtigt wurden (Kp ist eine über jeweils drei Stunden gemittelte Kennziffer für den weltweiten Störungsgrad des erdmagnetischen Feldes, deren Wert zwischen 0 und 9 schwanken kann). Zweitens wurde besonderes Gewicht auf die Auswertung in den Solstitien gewonnener Ionogram

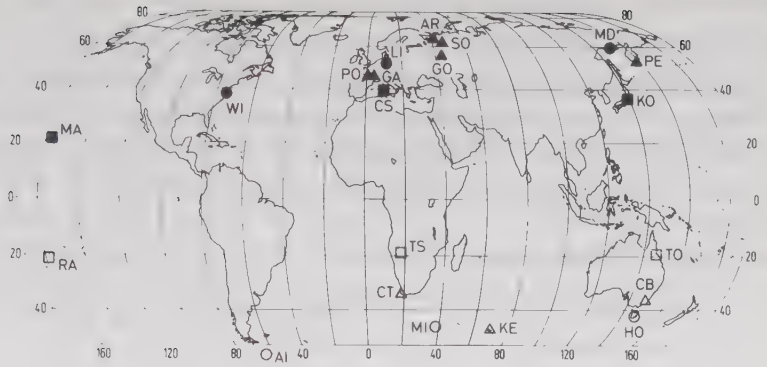


Abb. 7 Paare konjugierter Stationen.

Tabelle 1

Stationspaar	Abkürzung	Geographische Breite	Geographische Länge	Geomagnetische Deklination	Geomagnetische Inklination
Argentine Island-	AI	65,3°S	64,3°W	17,5°O	57,9°S
Wallops Island	WI	37,9°N	75,5°W	8,5°W	69,6°N
Canberra-	CB	35,3°S	149,2°O	11,3°O	66,1°S
Petropavlovsk	PE	53,0°N	158,7°O	5,8°W	64,0°N
Capetown-	CT	34,1°S	18,3°O	24,2°W	64,2°S
Poitiers	PO	46,6°N	0,3°O	6,8°W	62,6°N
Garchy	GA	47,3°N	3,1°O	5,6°W	63,3°N
Hobart-	HO	42,9°S	147,3°O	13,6°O	72,8°S
Magadan	MD	59,5°N	150,8°O	10,8°W	70,7°N
Kerguelen-	KE	49,4°S	70,3°O	50,8°W	67,0°S
Archangelsk	AR	64,6°N	40,5°O	13,0°O	76,3°N
Gorki	GO	56,2°N	44,3°O	10,3°O	71,6°N
Sogra	SO	62,8°N	46,3°O	14,5°O	75,3°N
Marion Island-	MI	46,9°S	37,9°O	35,1°W	62,3°S
Lindau	LI	51,7°N	10,1°O	2,3°W	66,6°N
Rarotonga-	RA	21,2°S	159,8°W	13,0°O	38,2°S
Maui	MA	20,8°N	156,5°W	11,0°O	38,3°N
Townsville-	TO	19,3°S	146,7°O	7,3°O	48,4°S
Kokubunji	KO	35,7°N	139,5°O	6,0°W	48,9°N
Tsumeb-	TS	19,2°S	17,7°O	15,4°W	56,8°S
Capo San Lorenzo	CS	39,5°N	9,6°O	3,8°W	55,0°N

me gelegt, da die Differenz der Sonneneinstrahlung im Sommer und Winter ihren Maximalwert erreicht. Ortszeiteffekte konnten erst anhand der Ergebnisse überprüft werden. Hierüber wird im Abschnitt 5.2.5. berichtet.

Der ursprünglich geplante Versuch, auch die eventuelle Abhängigkeit der vermuteten magnetischen Kopplung konjugierter Vorgänge von der schwankenden Sonnenaktivität zu erfassen, mußte wegen der Inhomogenität des zugänglichen Datenmaterials aufgegeben werden.

5. MESSERGEBNISSE

5.1. Vertikalbewegungen und Ionisationsdichteschwankungen

Im ersten der folgenden Abschnitte wird die Arbeitshypothese dieser Untersuchung verifiziert, derzufolge von elektrischen Feldern verursachte Bewegungen der F2-Schicht über konjugierten Punkten parallel verlaufen. Da es unmöglich ist, künstlich Testfelder in der Ionosphäre aufzubauen, wurden Intervalle mit magnetischen Bays ausgesucht. Diese Störungen sind nach Befunden von KOHL (1960) und RÜSTER (1969) mit so starken elektrischen Feldern verbunden, daß die F2-Schicht zu drastischen Höhenänderungen gezwungen wird.

Der zweite Abschnitt ist einem weiteren Spezialfall gewidmet: Entsprechend theoretischen Vorhersagen entstehen in der Ionosphäre auch während der Sonnenauf- und -untergänge stärkere elektrische Felder, die zu erkennbaren Drifts in der F2-Schicht führen müßten. Diese Vermutung wird am Beispiel einer Sonnenfinsternis überprüft. Anschließend wird auf die eigentlich interessierende Dynamik der F2-Schicht während magnetisch ruhiger Zeiten eingegangen.

In allen Fällen werden Änderungen der Schichthöhe hmF2 als Maß für die Vertikalbewegungen der F2-Schicht benutzt. Das ist deshalb zulässig, weil die Höhen der übrigen Ionisationsdichteniveaus nach Arbeiten von BECKER (1961) und EISEMANN (1966) sowie nach eigenen Feststellungen im allgemeinen gleichsinnig variieren.

5.1.1. Baystörungen

In Abb. 8 sind die Auswirkungen zweier positiver Baystörungen dargestellt, die sich während der Nacht vom 3. zum 4. Oktober 1959 ereigneten. Links unten sind die in Hermanus bei Capetown und Chambon-la-Forêt bei Garchy aufgenommenen Magnetogramme mit den für Bays typischen Ausbuchtungen der H- und D-Komponenten wiedergegeben. Es handelt sich um die gleichen Störungen, die schon RÜSTER (1969) am Beispiel der Lotungsstelle Tsumeb diskutiert hatte. Diesmal wurden Ionogramme von vier Stationen herangezogen, da das gut konjugierte Paar Capetown - Garchy mit der

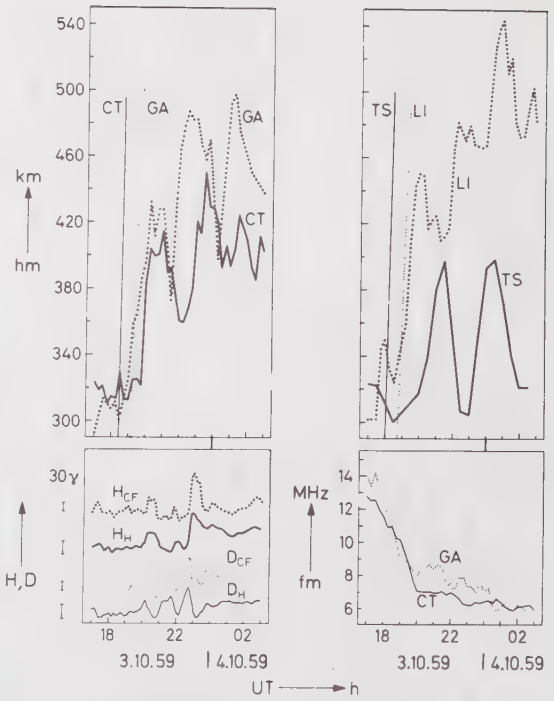


Abb. 8 Verhalten der F2-Schicht über Capetown-Garchy (CT-GA) und Tsumeb-Lindau (TS-LI) während zweier Baystörungen; Magnetogramme von Chambon-la-Forêt (CF) und Hermanus (H).

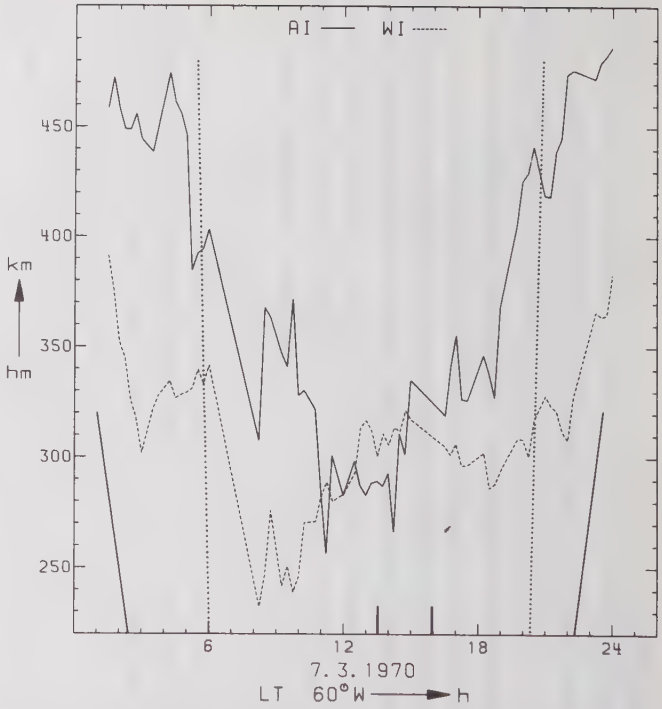


Abb. 9 Höhenvariationen der F2-Schicht über Argentine Island (AI) und Wallops Island (WI) während einer Sonnenfinsternis. Magnetische Indizes:
Kp = 4+ 3o 4o 4+ 5- 6- 6- 4+

unkonjugierten Kombination Tsumeb - Lindau verglichen werden sollte.

Unten rechts erkennt man die Grenzfrequenzvariationen für Capetown und Poitiers. Anscheinend wurden sie durch die magnetischen Störungen nur wenig beeinflußt.

Der obere Teil der Abbildung zeigt die Vertikalbewegungen der F2-Schicht über den beiden Vergleichspaaren. Die nahezu lotrechten Linien geben an, wann die Sonne in den verschiedenen Höhen unterging. Ganz offensichtlich bestand kein Zusammenhang zwischen den Untergangszeiten und den beobachteten Oszillationen im hm-Verlauf. Man sieht jedoch deutlich, daß die Höhenvariationen über Capetown und Garchy viel besser übereinstimmten als über Tsumeb und Lindau. Mit der bei Einzelbeispielen immer gebotenen Vorsicht kann das als Beweis dafür gewertet werden, daß elektrodynamische Ionisationsdrifts - um die es sich bei hmF2-Änderungen während magnetischer Bays ja höchstwahrscheinlich handelt - an konjugierten Punkten wirklich signifikant besser korreliert sind als abseits derselben.

Man könnte einwenden, daß die augenscheinliche Gleichheit elektrischer Felder während magnetischer Baystörungen à priori gegeben und kein Indiz für eine koppelnde Wirkung der magnetischen Feldlinien sei. Dieses Argument würde hinfällig, wenn die Übereinstimmung konjugierter Bewegungen auch während asymmetrischer, nur in einer Hemisphäre auftretender Baystörungen nachgewiesen werden könnte. Eine derartige Störung wurde von WESCOTT und MATHER (1965) in Macquarie Island/Neuseeland verzeichnet. Zur fraglichen Zeit, nämlich am 25. Dezember 1957, waren die magnetischen Verhältnisse an der konjugierten Station College/Alaska völlig ruhig. Leider waren die Ionogramme sowohl dieses Paares als auch der benachbarten konjugierten Stationen Campbell Island und Anchorage so stark gestört, daß Auswerteversuche nur Zufallsergebnisse zeitigten. Daher wurde noch ein prinzipiell anderes Experiment mit der vorgezeichneten Zielrichtung unternommen, über das der nächste Abschnitt berichtet.

5.1.2. Sonnenfinsternis

Eine Hypothese von CARLSON und WALKER (1972) besagt, daß Leitfähigkeitsänderungen innerhalb der Dynamoregion zur Zeit des Sonnenaufgangs Schwankungen der Ostwestkomponente elektrischer Felder und, damit einhergehend, Vertikalbewegungen der F2-Schicht bewirken. Da diese Vorgänge durch andere, ebenfalls mit dem Sonnenaufgang verbundene Prozesse maskiert sein können, schlugen die Autoren vor, am konjugierten Punkt danach zu suchen, wenn jener, wie im Winter, noch im Dunkeln liegt.

Es ist denkbar, daß sich elektrodynamische Sonnenauf- und -untergangseffekte während einer Sonnenfinsternis noch deutlicher vom normalen Tagesgang der Schichthöhe abheben. Ließen sich die gleichen Effekte auch in der von der Eklipse nicht betroffenen konjugierten Region nachweisen, so wäre damit die gesuchte unmittelbare Bestätigung für die Übertragung elektrischer Felder längs der erdmagnetischen Feldlinien gefunden.

Abb. 9 enthält die Resultate eines entsprechenden Versuches. Es handelt sich um Höhenvariationen der F2-Schicht über Argentine Island und Wallops Island während einer Sonnenfinsternis, die sich am 7. 3. 1970 zwischen 1730 und 2000 Uhr Weltzeit über Nordamerika ereignete. Dieser Zeitraum ist durch kurze Balken auf der Unterkante der Zeichnung markiert.

Wie schon BECKER (1970) bemerkt hatte, sind Einflüsse der Sonnenbedeckung auf die Höhe der F2-Schicht über Wallops Island praktisch nicht festzustellen. Am konjugierten Punkt stieg hmF2 dagegen sprunghaft um ca. 65 km an. Allerdings kann dieses Verhalten nicht eindeutig auf die Eklipse zurückgeführt werden, da die Schicht sich auch zu den übrigen Tageszeiten unruhig verhielt. Wie direkte, qualitative Vergleiche mit den gelegentlich stark verzerrten Lotungsspuren ergaben, sind die erratischen Höhenvariationen nicht etwa durch Auswertefehler bedingt. Vielmehr dürfte die Ursache der Unstetigkeiten in den magnetischen Störungen zu suchen sein, die an dem fraglichen Tag zu verzeichnen waren.

Das Konzept des Potentialausgleichs zwischen den beiden Hemi-

sphären konnte also nicht direkt bestätigt werden. Es sei jedoch daran erinnert, daß die von magnetischen Baystörungen hervorgerufenen elektromagnetischen Drifts nach Abschnitt 5.1.1. nur an wirklich konjugierten Punkten gleich verlaufen. Diese Tatsache ist ein starkes Argument für die Effizienz der durch die magnetischen Feldlinien vermittelten Kopplung solcher Punkte.

5.1.3. Magnetisch ruhige Perioden

In den folgenden Abbildungen 10, 11 und 13 sind Höhen- und Grenzfrequenzvariationen der F2-Schicht über Canberra (CB) und Petropavlovsk (PE) während vier verschiedener Intervalle des Jahres 1969 aufgetragen. Während die gezackten Kurven aus Ionogrammen gewonnene Meßwerte (EX) repräsentieren, stellen die glatten Funktionen zugehörige theoretische Ergebnisse (TH) dar, die mit einem auf der Modellatmosphäre von JACCHIA (1971) und den daraus abgeleiteten Neutralgaswinden beruhenden Programm von KOHL (1970, 1972a) ermittelt wurden. Bei der Berechnung der theoretischen Daten wurden - in Gestalt von Monatsmitteln - alle wichtigen Parameter berücksichtigt, ausgenommen elektrische Felder und Teilchenflüsse längs der erdmagnetischen Feldlinien. Die (fast) senkrechten Linien bedeuten, wie in Abb. 8, die Sonnenauf- und -untergänge über den beiden Stationen.

Nach Abb. 10 stimmen schon die in den Äquinoktien gemessenen Höhenvariationen besser überein als die Theorie es erwarten läßt. Insbesondere sind die Phasendifferenzen zwischen den morgendlichen Sinkbewegungen im experimentellen Fall wesentlich geringer als im theoretischen Fall. Auffällig ist auch die Ähnlichkeit der von den gemessenen Höhen durchlaufenen Minima zwischen 0600 und 0900 Uhr, die von der Theorie nicht reproduziert werden. Nur in der Nacht weichen auch die Amplituden der realen Höhen um ca. 50 km voneinander ab. Im September knickt der Höhengang zur Dämmerungszeit an beiden Stationen ab. Allerdings kann wegen der gleichartigen täglichen Bewegung der Sonne während der Äquinoktien nicht festgestellt werden, ob es sich hierbei um den von CARLSON und WALKER (1972) vorhergesagten, in 5.1.2. beschriebenen elektrodynamischen Effekt handelt.

Da gleichzeitig mit den Schichthöhen auch die Grenzfrequenzen

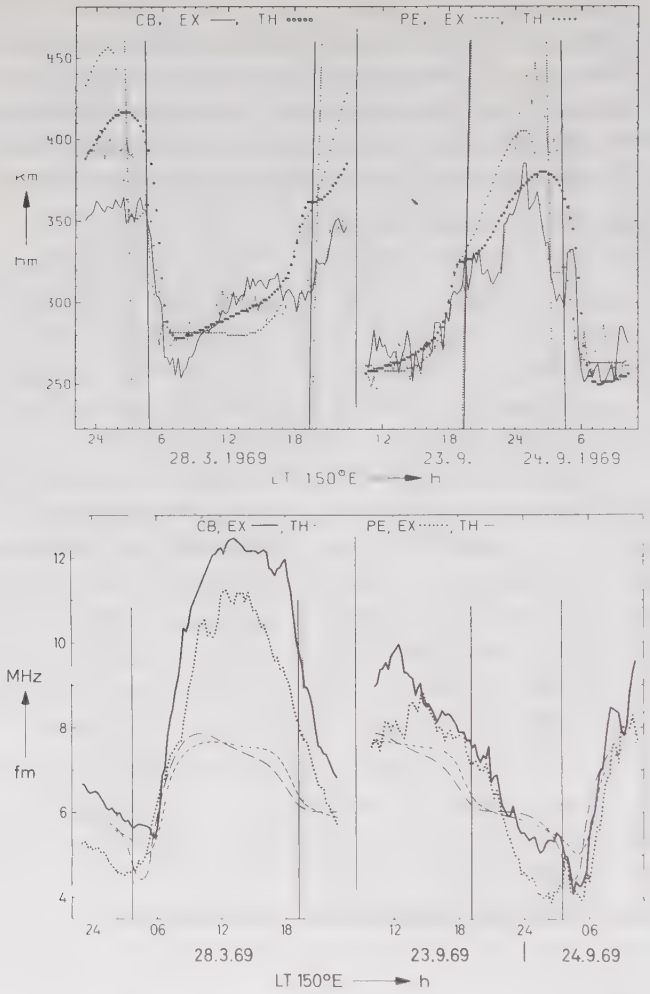


Abb. 10 Oben: Höhenvariationen; unten: Grenzfrequenzvariationen der F2-Schicht über Canberra (CB) und Petropavlovsk (PE) im März und September. EX = Experiment, TH = Theorie. Abstand der Meßwerte: 15 Minuten. Sonnenauf- und -untergänge: CB ———, PE ·····. Magnetische Indizes:

März : Kp = ····· 2o 1o O+ O+
1o 2- 2- 1+ ·····
September: Kp = O+ O+ O+ 1- 3o 2o 2+ 3+

bestimmt wurden, konnte versucht werden, die in 3.3.1 angeschnittene Frage nach dem nivellierenden Einfluß von Photoelektronenflüssen auf die Ionisationsdichte der F2-Schicht zu beantworten. Wie man dem unteren Teil von Abb. 10 entnimmt, verlaufen die gemessenen Grenzfrequenzen tatsächlich weitgehend parallel, was für den vermuteten Ausgleichseffekt spricht. Dieser Schluß ist jedoch nicht zwingend, da auch die theoretischen Kurven fast identisch sind. Immerhin bestehen zwischen den beiden Wertegruppen Diskrepanzen hinsichtlich der Amplituden sowie der Breiten der Minima, die auf Schwierigkeiten bei der theoretischen Vorhersage hindeuten. Sie könnten möglicherweise zu einer zufälligen, bei Vernachlässigung der magnetischen Kopplung konjugierter Punkte an sich nicht gerechtfertigten Übereinstimmung der berechneten fm-Variationen geführt haben.

Wie Abb. 11 (oben) für den Monat Juni illustriert, bleibt die große Ähnlichkeit der empirischen Höhenvariationen über Canberra und Petropavlovsk auch unter extrem verschiedenen jahreszeitlichen Bedingungen erhalten. Demgegenüber sagt die Theorie für die gleiche Periode Phasenunterschiede bis zu drei Stunden voraus. Zwar weichen auch die experimentellen Kurven in Einzelheiten voneinander ab, jedoch sind ihre Einhüllenden einander durchaus äquivalent. Die im Vergleich zu den Äquinoktien häufigeren und größeren Sprünge im hm-Verlauf sind zum Teil auf ionosphärische Störungen wie spread-F zurückzuführen, die statistische Fehler bei der Ionogrammauswertung verursacht haben. Das gilt jedoch nicht für die scharfen hm-Spitzen, die zur Zeit des Sonnenaufgangs über Canberra registriert wurden. Qualitative Vergleiche mit den in Abb. 12 dargestellten Ionogrammen lehren vielmehr, daß es sich hierbei aller Wahrscheinlichkeit nach um reale Bewegungen handelt. Unglücklicherweise waren ausgerechnet zu dieser Zeit die Ionogramme von Petropavlovsk sehr stark gestört, so daß die Frage nach ähnlichen Effekten über dieser Station offen gelassen werden muß. Im übrigen gibt Abb. 12 eine Vorstellung von der leider nicht sehr hohen Qualität der für Untersuchungen internationalen Maßstabs verfügbaren Ionogramme.

Die im unteren Teil der Abb. 11 aufgetragenen Tagesgänge der

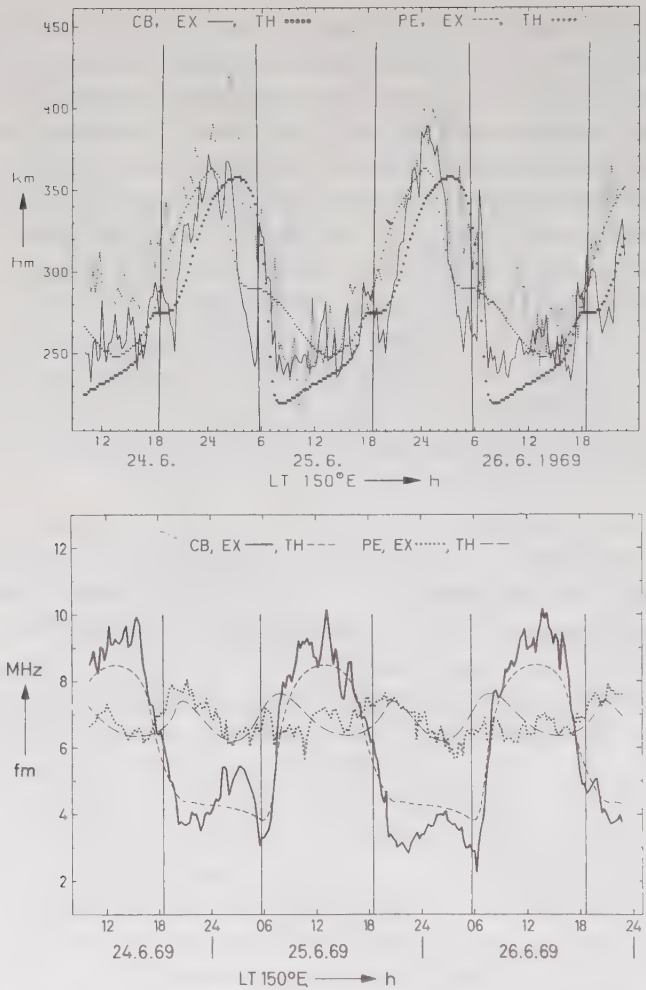


Abb. 11 Oben: Höhenvariationen; unten: Grenzfrequenzvariationen der F2-Schicht über Canberra (CB) und Petropavlovsk (PE) im Juni. EX = Experiment, TH = Theorie. Abstand der Meßwerte: 15 Minuten. Sonnenauf- und -untergänge: CB ———, PE entfällt (Mittsommer). Magnetische Indizes:

Kp = 3o 3o 2+ 2o 3+ 2+ 2o 3-
1+ 2- 2+ 1+ 2o 3o 3o 3o
2o 2- 1+ 2+ ·····

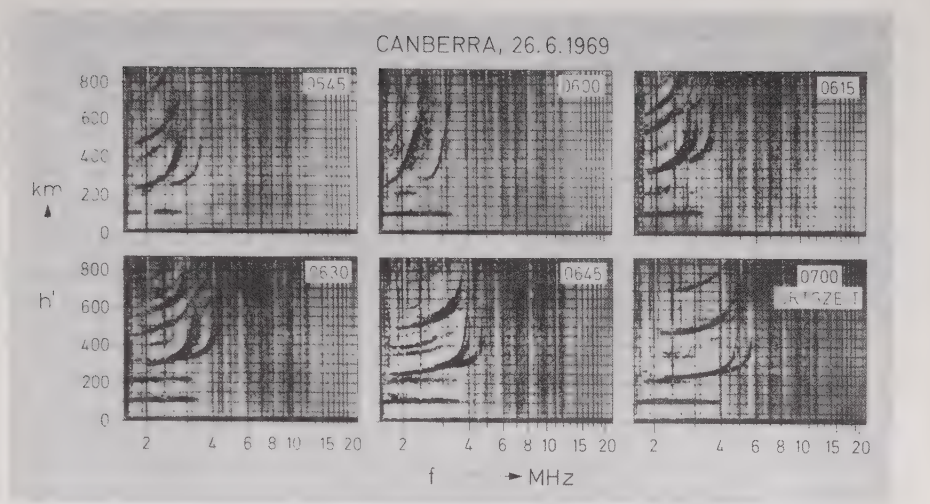


Abb. 12 Canberra-Ionogramme

gemessenen Grenzfrequenzen lassen keinerlei Ähnlichkeit mehr erkennen. Eventuelle Teilchenflüsse längs der geomagnetischen Feldlinien reichen also sicherlich nicht aus, um die sehr unterschiedlichen Ionisationsraten während der Solstitien auszugleichen.

Im Dezember (Abb. 13, oben) stimmen die Phasen der experimentellen Höhenvariationen immer noch besser überein als die der berechneten Kurven, wenngleich letztere jetzt nur noch um ca. 1,5 Stunden gegeneinander verschoben sind. Augenfällig sind die mitternächtlichen Depressionen im realen Höhenverlauf, die praktisch gleichzeitig erfolgen, Amplituden von fast 100 km erreichen und der von Neutralgaswinden ausgehenden theoretischen Erwartung wiedersprechen. Mit großer Sicherheit handelt es sich hierbei um Auswirkungen simultan in den konjugierten F2-Regionen auftretender elektrischer Felder. Hingegen wird der zwischen 0600 und 1300 Uhr verzeichnete allmähliche Wiederanstieg der F2-Schicht über Canberra anscheinend nicht von elektrischen Feldern verursacht, da hm am konjugierten Punkt zur gleichen Zeit erhalten bleibt. Die Unruhe im Höhenverlauf der experimentellen Kurven dürfte wiederum von Ionosphärenstörungen herrühren, die trotz der sehr ruhigen magnetischen Bedingungen über beiden Stationen auftraten.

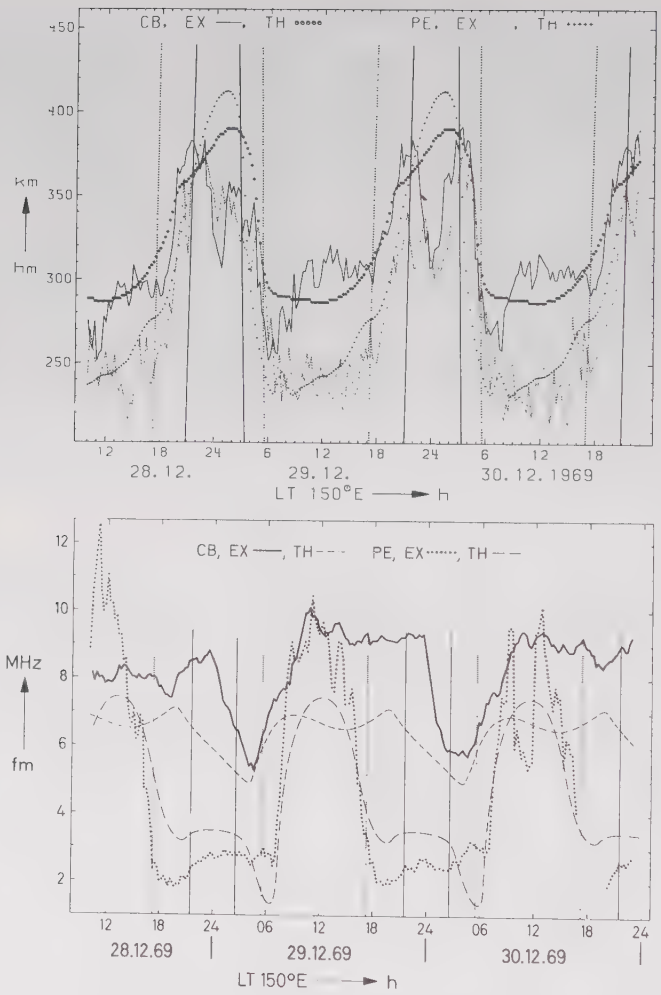


Abb. 13 Oben: Höhenvariationen; unten: Grenzfrequenzvariationen der F2-Schicht über Canberra (CB) und Petropavlovsk (PE) im Dezember. EX = Experiment, TH = Theorie. Abstand der Meßwerte: 15 Minuten. Sonnenauf- und -untergänge:

CB ———, PE ·····. Magnetische Indizes:

Kp = 0+ 0+ 0+ 1o 0+ 2+ 1o 1+
2- 1o 1+ 1+ 1+ 1+ 1- 0+
0+ 1o 0o 1- ··········

Das Verhalten der Grenzfrequenzen im Dezember (Abb. 13, unten) ist ebenso unkorreliert wie im Juni. Der Tagesgang für Petropavlovsk zeigt jedoch kurz vor Sonnenaufgang deutliche Höcker, die offensichtlich mit dem Sonnenaufgang über Canberra zusammenhängen. Ähnliche, wenn auch weniger deutlich ausgeprägte Buckel zeigt der Frequenzgang für Petropavlovsk übrigens auch im Juni (vgl. Abb. 11, unten). Es sei darauf aufmerksam gemacht, daß die Grenzfrequenzen zur Zeit der mitternächtlichen Schichthöhensprünge nicht ansteigen. Damit scheidet die grundsätzlich gegebene Möglichkeit aus, daß symmetrische Teilcheneinfälle in die beiden Hemisphären diese hmF2-Variationen verursachten.

Die bisherigen Ergebnisse machen es wahrscheinlich, daß die Höhenvariationen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk zu allen Jahreszeiten (die Grenzfrequenzen dagegen nur während der Äquinoktien) parallel verlaufen. Es bleibt zu prüfen, ob dieses Verhalten auf konjugierte Punkte beschränkt ist, da anderenfalls der Schluß auf elektrische Felder unzulässig wäre. Zu diesem Zweck werden im folgenden einige hm-Tagesgänge über weniger gut konjugierten Stationspaaren diskutiert:

Abb. 14 zeigt Resultate für Tsumeb und Capo San Lorenzo. Diese Stationen sind nach Tabelle 4 weder exakt konjugiert noch haben sie gleiche Deklinationseffekte. Es stellt sich heraus, daß die Schichthöhen hier beinahe antiparallel schwanken.

Ähnlich unterschiedlich, wenn auch etwas weniger krass voneinander abweichend, sind nach Abb. 15 a) bis c) die Verhältnisse an den Stationspaaren Capetown-Poitiers und Hobart-Magadan. Das scheint, wie das Beispiel b) für den März 1965 zeigt, sogar zur Zeit der Tag- und Nachtgleichen zu gelten. Damit dürfte feststehen, daß an weniger gut und erst recht an gar nicht konjugierten Punkten im allgemeinen nicht mit äquivalenten Vertikalbewegungen der F2-Schicht gerechnet werden kann.

In Teil d) der Abb. 15 werden Höhenvariationen über den beiden weit voneinander entfernt in ähnlichen geographischen und geomagnetischen Breiten derselben Hemisphäre liegenden Stationen Lindau und Gorki (s. Tabelle 4) verglichen. Als Zeitmaßstab wurde die jeweilige Ortszeit gewählt. Die Verschiedenartigkeit auch dieser

beiden Tagesgänge ist ein zusätzliches Indiz dafür, daß ionosphärische Vertikalbewegungen an unterschiedlichen Orten nicht platterdings kongruent sind.

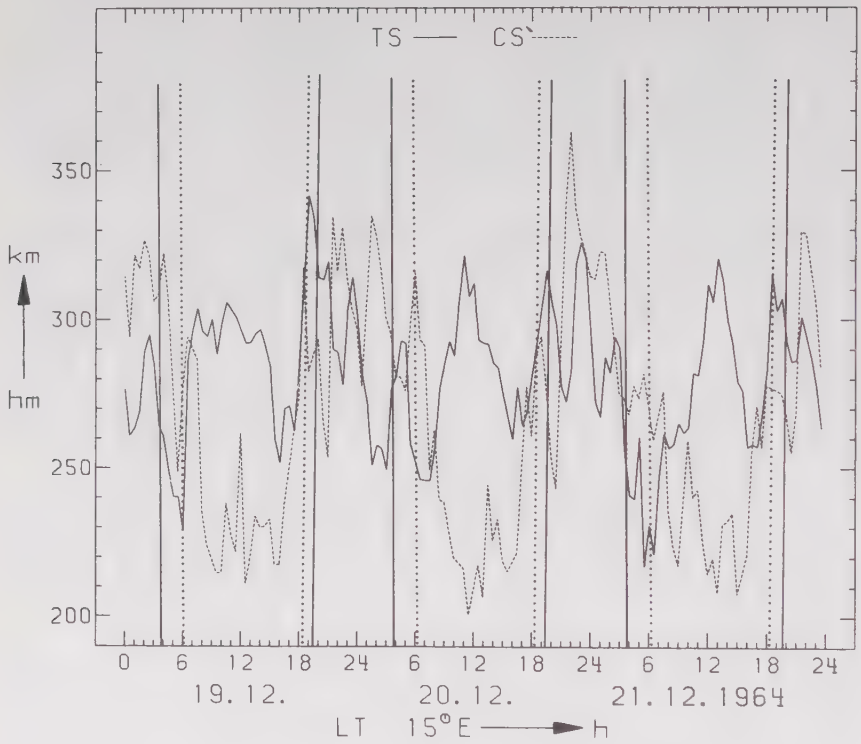


Abb. 14 Höhenvariationen der F2-Schicht über Tsumeb (TS) und Capo S. Lorenzo (CS). Abstand der Meßwerte: 30 Minuten. Sonnenauf- und -untergänge: TS ———, CS ·····.

Magnetische Indizes:

Kp =	2- 2o 1+ 1+	2o 3o 3+ 2o
	0+ 0o 0o 2o	1- 1- 2o 2o
	1o 0+ 2- 1o	1o 2o 1- 0+

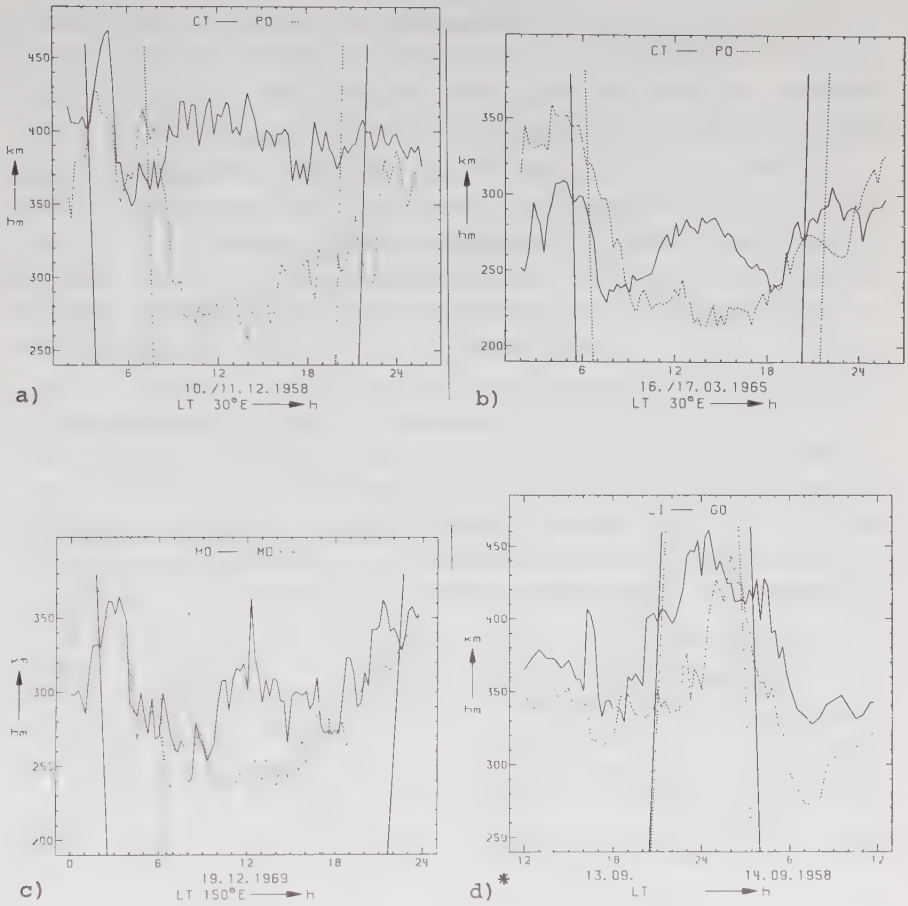


Abb. 15 Höhenvariationen der F2-Schicht sowie Sonnenauf- und -untergänge über a) und b): Capetown (CT) und Poitiers (PO), c): Hobart (HO) und Magadan (MD) und d): Lindau (LI) und Gorki (GO). Abstand der Meßwerte: a), b) und c): 15 Minuten, d): 30 Minuten. Kp ≤ 3+.

*Für Lindau und Gorki wurden verschiedene Zeitmaßstäbe verwendet: LI: LT 15°E, GO: LT 45°E.

5.2. Statistik

Das Ziel der nächsten Abschnitte besteht darin, die bisher recht grobe Deutung roher Meßergebnisse unter Verwendung statistischer Methoden zu verfeinern und durch die Einbeziehung von Daten weiterer Stationen zu ergänzen.

In den bereits gezeigten Tagesgängen der F2-Schichthöhe überlagern sich Variationen unterschiedlichster Frequenzen, Amplituden und Phasen, die möglicherweise auch hinsichtlich ihres Verhaltens an konjugierten Punkten voneinander abweichen. Daher sollen im folgenden die hm-Verläufe über Canberra und Petropavlovsk in ihre spektralen Komponenten zerlegt und deren Verhalten getrennt untersucht werden. Zunächst muß jedoch festgestellt werden, welche Periodizitäten überhaupt in den Höhenvariationen vorhanden sind. Der übliche Weg über eine harmonische Analyse ist in unserem Falle statistischer, unregelmäßiger Variationen nicht gangbar, da sich hierbei periodische Vorgänge herausmitteln könnten. Stattdessen müssen Energiespektren bestimmt werden, die alle Amplituden ungeachtet der Phasenlage aufsummieren.

5.2.1. Energiespektrum

Nach PARZEN (1964) kann das normalisierte Energiespektrum P(T) einer Zeitreihe {x(t), t=1,2,---,N} wie folgt abgeschätzt werden:

$$(5.1) \qquad P(T) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{1}{2} + \sum_{\tau=1}^{M} k\left(\frac{\tau}{M}\right) \cos\left(\frac{2\pi}{T}\tau\right) R'(\tau) \right\};$$

$k\left(\frac{\tau}{M}\right)$ = Erzeugende des Spektralfensters,

$$k(u) = \begin{cases} 1 - 6u^2 + 6u^3 & \text{für } 0{,}0 \le u \le 0{,}5, \\ 2(1-u)^3 & \text{für } 0{,}5 \le u \le 1{,}0, \\ 0 & \text{für } u \le 1{,}0, \end{cases}$$

τ = Verschiebung,
M = maximale Verschiebung, } $\tau = 0,1,2,---,M,$
(Verschiebungseinheit = Meßintervall)

T = Periode, $R'(\tau)$ = Autokorrelationsfunktion.

Die Definitionsgleichung der in (5.1) enthaltenen Autokorrelationsfunktion lautet im Falle zentrierter Meßwerte x'(t):

$$(5.2) \qquad R'(\tau) = \frac{\sum_{t=1}^{N-\tau} x'(t)\, x'(t+\tau)}{\sum_{t=1}^{N} x'(t)^2},$$

wobei man unter Zentrierung die Subtraktion des Zeitreihenmittels $\bar{x}$ von jedem einzelnen Meßwert x(t) versteht:

$$(5.3) \qquad x'(t) = x(t) - \bar{x}; \quad \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{t=1}^{N} x(t).$$

Die Genauigkeit des Verfahrens wird durch das Verhältnis M/N bestimmt. Es gilt:

$$(5.4) \qquad e^{-\Delta} - 1 \leq \frac{P(T) - P'(T)}{P'(T)} \leq e^{+\Delta} - 1;$$

$$\Delta = 2 \sqrt{0{,}54 \frac{M}{N}}, \quad P'(T) = \text{wahres Energiespektrum.}$$

Da nur kurze Meßreihen mit breitem Frequenzband (0,5 h $\leq$ T $\leq$ 24 h) verfügbar waren, mußte von vornherein mit sehr großen Schwankungsbreiten gerechnet werden. Infolgedessen hatte es wenig Sinn, mehr als einige Beispiele durchzurechnen. So wurden lediglich die Spektren für das Dezember-Intervall der Stationen Canberra und Petropavlovsk bestimmt. Bei Verwendung von N = 244 Daten pro Station und einer Verschiebungsgrenze M = 96 ergaben sich die größtmöglichen Fehler zu - 53% bzw. + 112%. In Anbetracht der kurzen Meßintervalle von je einer Viertelstunde konnte M nicht kleiner angesetzt werden, da auch die ganztägigen Schwingungen erfaßt werden sollten.

Eines der beiden fast gleichen Energiespektren, nämlich das für Canberra, ist in Abb. 16 dargestellt. Es demonstriert, daß neben den dominierenden ganztägigen Variationen der F2-Schichthöhe noch ausgeprägte Schwankungen mit Wellenlängen um 6 Stunden vorhanden sind. (Die winzige Spitze bei T = 3 Stunden sei hier ignoriert). Ungeachtet der geringen Genauigkeit des Verfahrens scheint P(T) die tatsächliche spektrale Zusammensetzung der Höhenvariationen qualitativ recht gut wiederzuspiegeln, wovon man sich durch einen Vergleich mit der in Abb. 13 aufgetragenen Original-Zeitreihe leicht überzeugt.

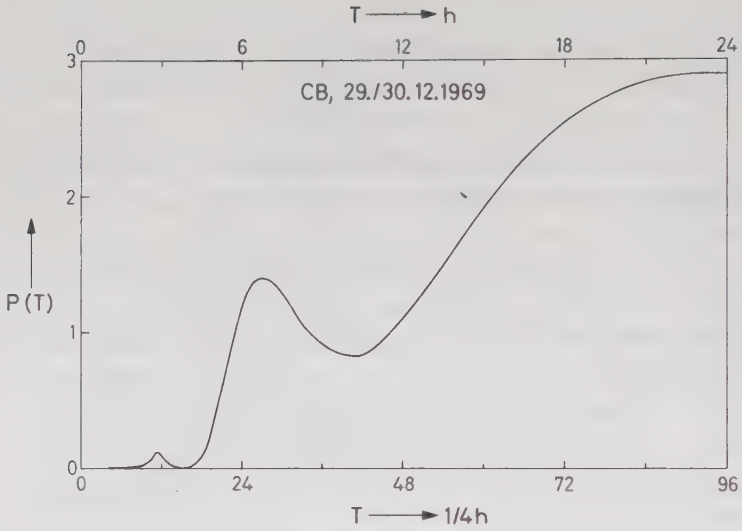


Abb. 16 Energiespektrum P(T) der Höhenvariation der F2-Schicht über Canberra im Dezember 1969; T = Periode.

Dieser Vergleich macht aber auch einen weiteren Mangel unseres Verfahrens sichtbar: Auf Grund der starken, teilweise zufälligen Schwankungen der im Abstand Δt = 0,25 h gemessenen Einzelwerte erwartet man in Abb. 16 ein schmales Maximum für Perioden von einer halben bis zu einer Stunde. Tatsächlich fehlt diese Spitze, da die Zeitreihenanalyse keine Aussagen über das Energiespektrum in der Nähe oder oberhalb der Nyquistfrequenz

(5.5) $$\nu_N = \frac{1}{2\Delta t}$$

erlaubt. Im vorliegenden Fall ist $\nu_N = 2\ h^{-1}$, so daß die Periode T = 0,5 h gerade in den kritischen Bereich fällt. Insgesamt scheinen in den Höhenvariationen über Canberra und Petropavlovsk also drei Periodizitäten vorzuherrschen, die bei rund einer, 6 und 24 Stunden liegen.

5.2.2. Filterung

Wie können die drei Frequenzgruppen innerhalb des hm-Verlaufs

voneinander getrennt werden? Als geeignetes Verfahren bietet sich die Methode der numerischen Filterung an, die beispielsweise von WOOD (1968), KERTZ (1970) oder BENDAT und PIERSOL (1971) ausführlich beschrieben wurde.

Generell bezeichnet man als Filterung jede Operation, die das Spektrum einer vorgegebenen Funktion in einer bestimmten Weise verändert. Der analytische Zusammenhang zwischen der Eingabe $x(t)$ und der Ausgabe $y(t)$ eines linearen Filters wird durch die einer Faltung ähnelnde Gleichung

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\theta)\, x(t+\theta)\, d\theta \tag{5.6}$$

hergestellt, in der $g(\theta)$ die Gewichtsfunktion des Filters ist. Durch Fouriertransformation von $g(\theta)$ gelangt man zur Durchlaß- oder Filtercharakteristik $G(\nu)$, die das Verhältnis der Wellenamplitude bei einer gegebenen Frequenz ν nach der Filterung zur Originalamplitude beschreibt:

$$G(\nu)=\int_{-\infty}^{\infty} g(\theta)e^{i2\pi\nu\theta}d\theta=\int_{-\infty}^{\infty} g(\theta)\cos(2\pi\nu\theta)d\theta+i\int_{-\infty}^{\infty} g(\theta)\sin(2\pi\nu\theta)d\theta. \tag{5.7}$$

Ein Filter ist phasentreu, wenn der imaginäre Term in (5.7) verschwindet. Das ist gewährleistet, wenn g eine gerade Funktion von θ, d. h. wenn $g(\theta) = g(-\theta)$ ist. Dann ist die Gewichtsfunktion symmetrisch um $\theta = 0$. Im folgenden werden nur Filter dieser Art diskutiert.

Kehrt man die Fouriertransformation (5.7) um, so findet man

$$g(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\nu)\, e^{-i2\pi\nu\theta} d\nu. \tag{5.8}$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann zu jeder beliebigen Filtercharakteristik die passende Gewichtsfunktion ermittelt werden.

Hat man es mit einzelnen, äquidistanten Meßwerten innerhalb eines begrenzten Intervalls zu tun, so geht (5.6) in eine endliche Summe mit $(2n + 1)$ diskreten Gewichten über:

$$y(t) = \sum_{k=-n}^{+n} g(\theta_k)x(t+\theta_k). \tag{5.9}$$

Entsprechend erhält man für die Durchlaßcharakteristik

$$G(\nu) = \sum_{k=-n}^{+n} g(\nu_k)\cos(2\pi\nu\theta_k), \tag{5.10}$$

wobei die Frequenz in Schwingungen pro Datenabstand gemessen wird.

Je nachdem, ob $G(\nu)$ mit wachsender Frequenz zu- oder abnimmt, erhält man Hoch- oder Tiefpaßfilter. Erstere lassen nur Wellen hoher, letztere nur solche tiefer Frequenzen passieren. Erreicht $G(\nu)$ dagegen bei einer bestimmten Frequenz ein Maximum, so handelt es sich um ein Bandpaßfilter, das alle Frequenzen außerhalb eines bestimmten Bereiches unterdrückt. Da diese Filter einander komplementär sind, kann man relativ einfach mit ihnen arbeiten. So gilt nach TAUBENHEIM (1969):

$$\begin{cases} G_H(\nu) = 1 - G_T(\nu) & \Longrightarrow \quad y_H(t) = x(t) - y_T(t), \\ G_B(\nu) = G_{1,T}(\nu) - G_{2,T}(\nu) & \Longrightarrow y_B(t) = y_{1,T}(t) - y_{2,T}(t), \end{cases} \tag{5.11}$$

mit den Indizes H für Hochpaß, T für Tiefpaß und B für Bandpaß. Ähnliche einfache Beziehungen gelten nach HOLLOWAY (1958) für die Gewichte:

$$g(\theta_k)_H = \begin{cases} -g(\theta_k)_T & \text{f. } k = \begin{Bmatrix} -n,-n+1,---,-1 \\ +1,+2,-----,+n \end{Bmatrix}, \\ 1-g(\theta_k)_T & \text{f. } k = 0, \end{cases} \tag{5.12}$$

$$g(\theta_k)_B = g(\theta_k)_{1,T} - g(\theta_k)_{2,T}. \tag{5.13}$$

Normalerweise soll der Mittelwert einer Zeitreihe beim Filtern erhalten bleiben. Da das Verhältnis $\overline{y(t)}/\overline{x(t)}$ der gemittelten Aus- und Eingabedaten durch die Summe der Gewichte $g(\theta_k)$ festgelegt wird, genügt es, diese Summe gleich 1 zu machen. Im kontinuierlichen Fall lautet die Bedingung:

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\theta)\, d\theta = 1. \tag{5.14}$$

Leider ist es unmöglich, Filter mit genau rechteckiger Durchlaßcharakteristik zu erzeugen, da hierzu unendlich ausgedehnte Gewichtsfunktionen erforderlich wären. Jedoch sollte bei der Auswahl konkreter Filter darauf geachtet werden, daß die Filtercharakteristik monoton abnimmt und nicht um Null pendelt. Anderenfalls wird die Polarität der gefilterten Welle u. U. völlig verfälscht, d. h. aus Maxima der Eingabefunktion werden Minima und umgekehrt. Außerdem sind Nebenmaxima der Durchlaßcharakteristik jenseits der ersten Nullstelle deshalb unerwünscht, weil sie hochfrequente Schwankungen in der Ausgabefunktion verursachen. Diese Schwierigkeiten treten beispielsweise bei der häufig benutzten gleitenden Mittelung mit konstantem Gewicht auf.

Zur Filterung der Höhenvariationen über Canberra und Petropavlovsk wurde daher als Einhüllende der diskreten Gewichte eine Gaußsche Glockenkurve gewählt

$$g(\theta) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\, e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}}, \tag{5.15}$$

die negative Überschwinger der Durchlaßcharakteristik vermeidet, völlig phasentreue Filter liefert und die Bedingung (5.14) erfüllt. In kontinuierlicher Darstellung entspräche ihr folgende Filtercharakteristik:

$$G(\theta) = e^{-2\pi^2 \nu^2 \sigma^2}. \tag{5.16}$$

Diese rechnerisch leicht zu handhabenden Funktionen stellen brauchbare Näherungen der hier eigentlich anzuwendenden Summengleichungen dar.

Mittels (5.16) wurden nun durch Probieren zwei Tiefpässe bestimmt, die die Amplitude aller Wellen mit Perioden unterhalb 24 h bzw. 1 h um mindestens 80% reduzierten. Die zugehörigen σ-Werte ergaben sich zu 10 bzw. 1,15. Sodann wurden die passenden Gewichte aus Tabellen der Gaußfunktion abgelesen. Die Reihe der

Gewichte wurde jeweils bei etwa 0,25% des Zentralgewichts g(o) abgebrochen. Anschließend wurden nach dem auf Seite 60 angegebenen Verfahren ein Bandpaß für Perioden zwischen 2 und 10 Stunden und ein Hochpaß für Perioden in der Nähe von 1 Stunde konstruiert. Die Durchlaßkurven dieser beiden Filter sowie die Charakteristik des Tiefpasses mit σ = 10 sind in Abb. 17 zusammengestellt; die entsprechenden Gewichte sind aus dem Anhang ersichtlich.

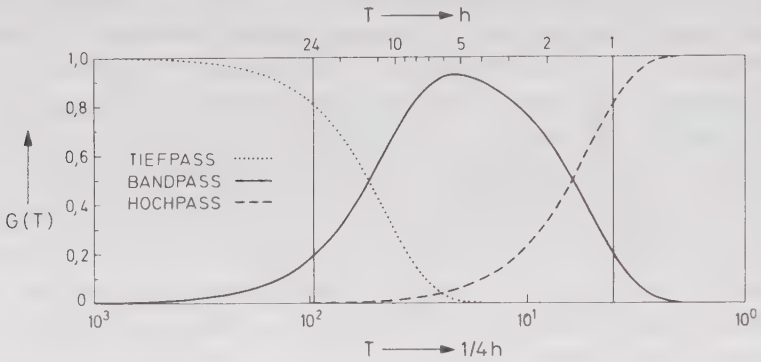


Abb. 17 Durchlaßcharakteristiken G(T) der verwendeten Filter; T = Periode, Tiefpaß: σ = 10, Hochpaß: σ = 1,15.

Durch Anwendung dieser Filter auf die Meßwerte wurden die in den Abb. 18 bis 20 wiedergegebenen Resultate erzielt. Wie man sieht, können die gefilterten Höhenvariationen wesentlich leichter interpretiert werden als die Originaldaten. So erkennt man, daß die Amplituden und Phasen der langwelligen Grundschwingung (T $\approx$ 24 h) (mit Ausnahme der Tageszeit im Dezember) an beiden Stationen praktisch kongruent sind. Überraschend ist die Parallelität dieser Kurven im Juni, weil zu dieser Zeit weder Sonnenstand noch Neutralgaswinde gleich sind und elektrodynamische Effekte mit Perioden von 24 Stunden eigentlich gar nicht erwartet wurden. (Hier sei auf die Bemerkungen über den Zerfall der von elektrischen Feldern bewirkten Drifts unter stationären Bedingungen in 2.2.2. hingewiesen). Mit großer Sicherheit kann die gute Übereinstimmung der mit dem Bandpaß herausgesiebten Schwingungen im intermediären Wellenlängenbereich einiger Stunden auf den Beitrag

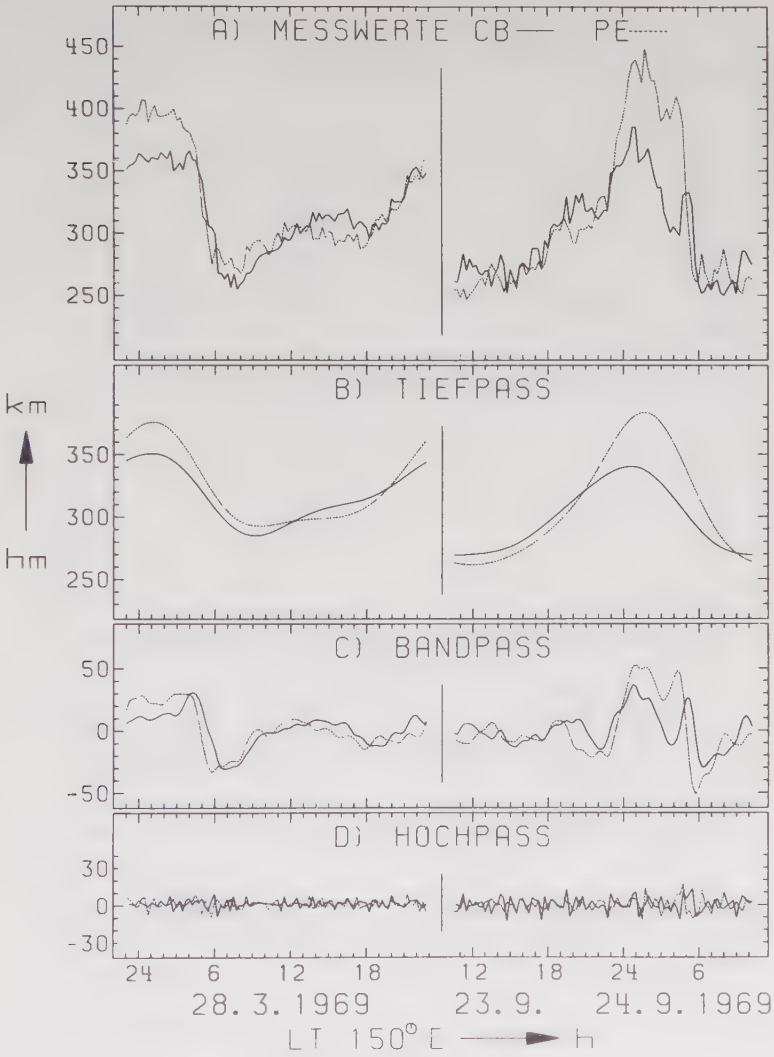


Abb. 18 Gemessene und gefilterte Höhenvariationen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk im März und September; Tiefpaß: σ = 10,0; Hochpaß: σ = 1,15.

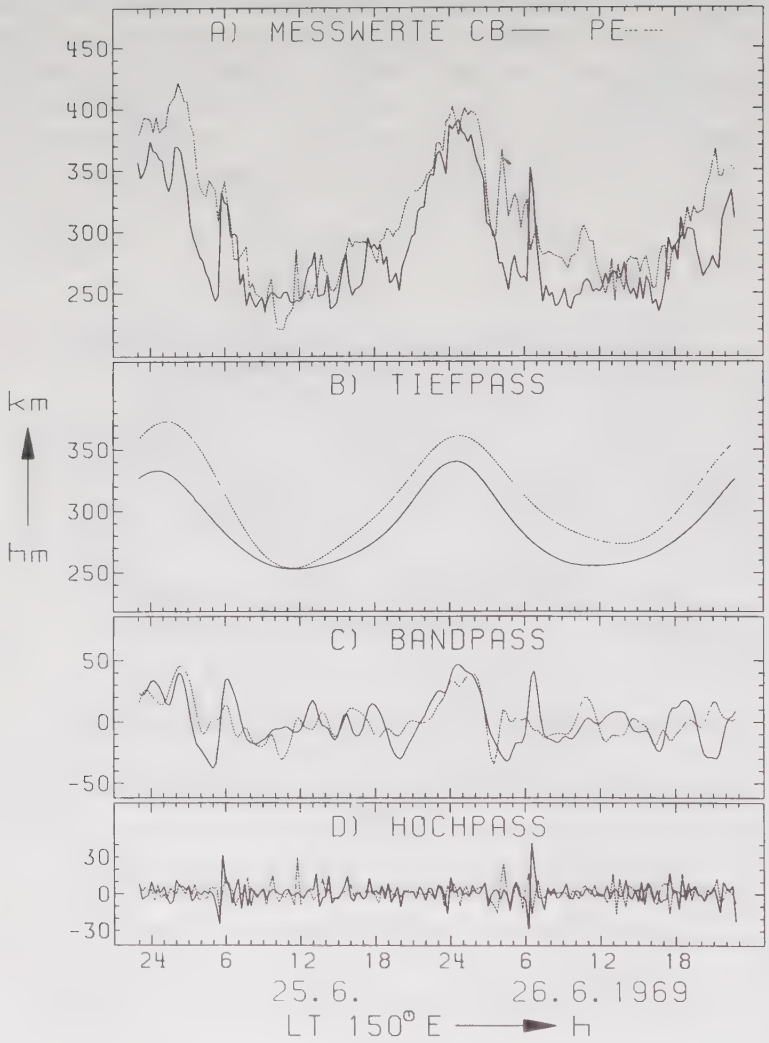


Abb. 19 Gemessene und gefilterte Höhenvariationen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk im Juni; Tiefpaß: σ = 10,0; Hochpaß: σ = 1,15.

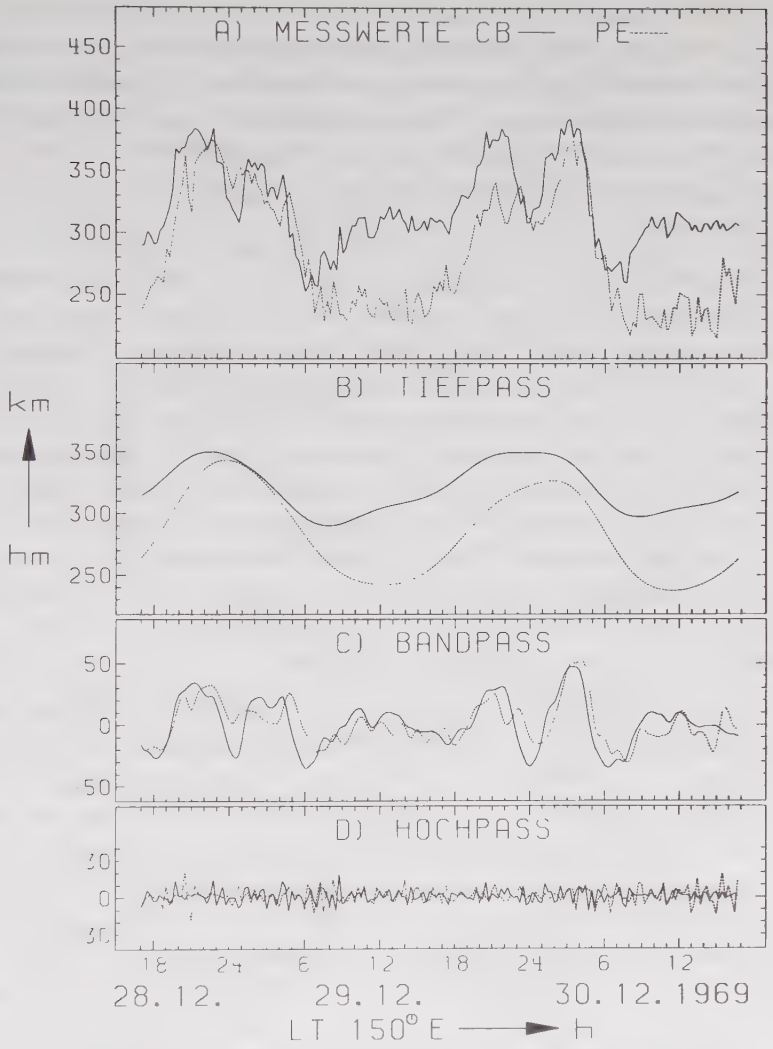


Abb. 20 Gemessene und gefilterte Höhenvariationen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk im Dezember; Tiefpaß: σ = 10,0; Hochpaß: σ = 1,15.

elektrischer Felder zum Schichtverhalten zurückgeführt werden. Andererseits demonstriert das Ergebnis der Hochpaßfilterung, daß es sich bei den sehr kurzfristigen Schwankungen ($T \lesssim 1$ h) tatsächlich um zufällige Fluktuationen handelt, die keinerlei Kopplungseffekten unterliegen. Eine Ausnahme bilden, worauf schon in 5.1.3. hingewiesen wurde, die Sonnenaufgangseffekte im Juni.

5.2.3. Subtraktion theoretischer Ergebnisse

Die im vorigen Abschnitt aufgezeigte weitreichende Ähnlichkeit der gefilterten hm-Tagesgänge über Canberra und Petropavlovsk ist ein gewichtiges Argument für das Vorhandensein elektrischer Felder. Sie erlaubt jedoch keine differenzierenden Aussagen darüber, bei welchen der zahlreichen parallelen Einzelbewegungen es sich um elektrodynamische Drifts und bei welchen es sich um anderweitig verursachte Vorgänge handelt. Mangels experimenteller Kriterien für Unterscheidungen in dieser Richtung wurde versuchsweise auf die mit dem Programm von KOHL (1970, 1972a) berechneten theoretischen Werte zurückgegriffen. Die Differenz dieser Höhenvariationen und der experimentellen Ergebnisse sollte jeweils dann von Null abweichen, wenn in der F2-Schicht elektrische Felder wirksam waren.

Um einen möglichst übersichtlichen Verlauf der Differenzkurven zu gewährleisten, wurden zunächst die Meßwerte mit dem Tiefpaßfilter $\sigma = 1{,}15$ geglättet. Die dabei erhaltenen Werte einschließlich der von ihnen zu subtrahierenden theoretischen Ergebnisse sind in den oberen Hälften der Abb. 21 und 22 aufgezeichnet. Die anschließende Differenzbildung führte zu den in den gleichen Abbildungen unten dargestellten Funktionen. Wie erhofft, zeigen die resultierenden Kurven mehrere synchrone Abweichungen von der Nullinie, die auf elektrische Felder hindeuten. Insbesondere bekräftigen sie die Annahme, daß es sich bei den nächtlichen Depressionen der F2-Schicht im Dezember (Abb. 22, unten rechts) um elektrodynamische Effekte handelt.

Andererseits stellen sich im Juni zwischen 0200 und 0600 Uhr, im März zwischen 0200 und 0430 Uhr sowie im September zwischen 0000 und 0530 Uhr Extrema entgegengesetzten Vorzeichens ein, die unseren Erwartungen zu widersprechen scheinen. Möglicherweise in

dizieren sie ebenfalls elektrische Felder, die jedoch, im Gegensatz zu unserer Arbeithypothese eines Potentialgleichgewichts an konjugierten Punkten, noch nicht ausgeglichen waren. Tatsächlich könnte die Feldübertragung entlang der geomagnetischen Feldlinien gelegentlich durch Leitfähigkeitsstörungen verzögert werden. Vergleicht man aber die gute Übereinstimmung der experimentellen Höhenvariationen mit den Phasenunterschieden der theoretischen Kurven in den Abb. 10, 11 und 13, so gewinnt man den Eindruck, daß

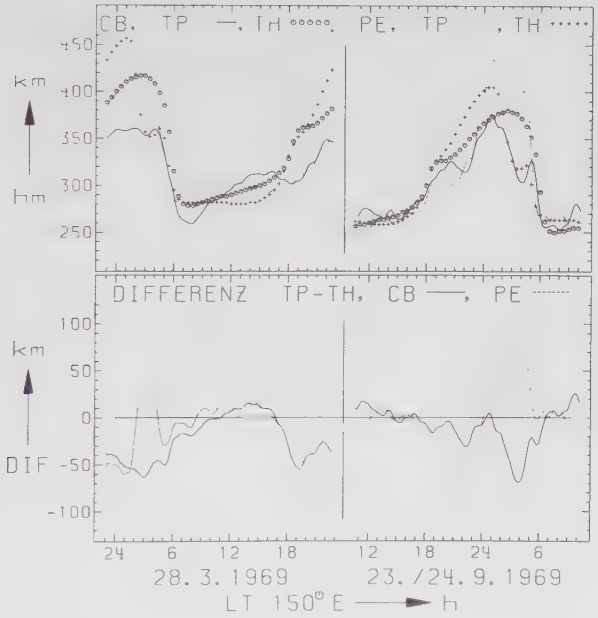
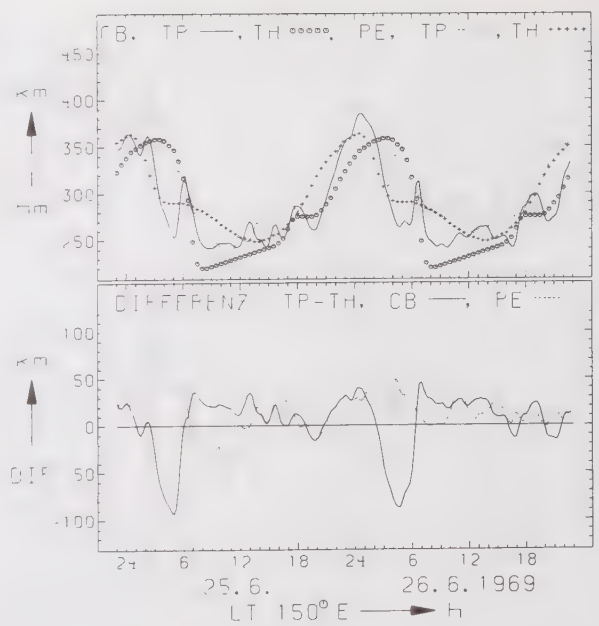


Abb. 21 Oben: Vergleich der theoretischen und der geglätteten gemessenen Höhenvariationen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk im März und September; zur Glättung wurde der Tiefpaß mit σ = 1,15 verwendet. Unten: Differenz der theoretischen und der geglätteten gemessenen Werte. TP = Tiefpass-Ausgabe, TH = Theorie.



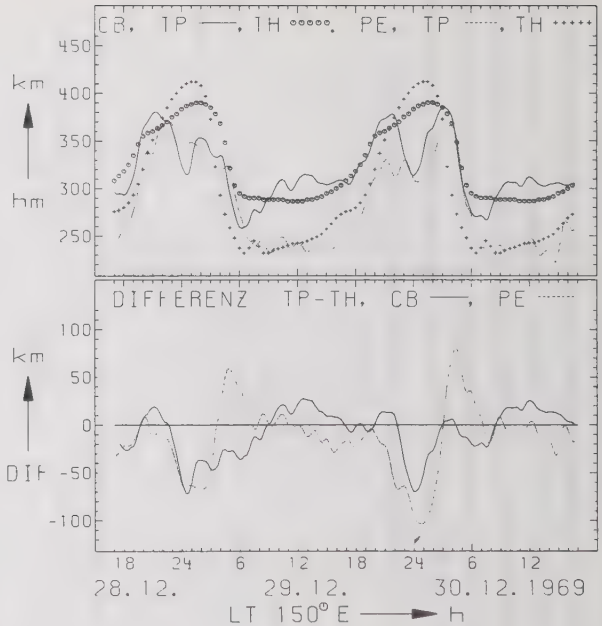


Abb. 22 Oben: Vergleich der theoretischen und der geglätteten gemessenen Höhenvariationen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk; zur Glättung wurde der Tiefpaß mit σ = 1,15 verwendet.

Unten: Differenz der theoretischen und der geglätteten gemessenen Werte.

TP = Tiefpass-Ausgabe, TH = Theorie

Links: Juni Rechts: Dezember

die antikorrelierten Spitzen der Differenzfunktionen eher von Unstimmigkeiten der theoretischen Berechnungen in den entsprechenden Intervallen herrühren. Potentielle Quellen solcher Fehler wurden von KOHL (1972b) diskutiert.

5.2.4. Mittlerer quadratischer Fehler

Das Ergebnis der Hochpaßfilterung (σ = 1,15) erlaubt eine einfache Abschätzung des mittleren quadratischen Fehlers m_{hm} der Höhenangaben. Faßt man nämlich die aus dem Filterprozeß hervorgegangenen Werte als scheinbare Fehler v_i der N Meßwerte hm_i auf, so gilt

$$m_{hm} = \pm\sqrt{\left(\sum_{i=1}^{N} v_i^2\right)/(N-1)}. \tag{5.17}$$

Mit Hilfe dieser Gleichung wurden die in Tabelle 2 notierten Fehler errechnet.

Tabelle 2

Intervall	N	m_{hm} [km]	
		Canberra	Petropavlovsk
März	96	± 2,83	± 4,00
September	96	± 9,21	± 5,56
Juni	192	± 5,81	± 5,73
Dezember	192	± 5,45	± 6,46

Auf gründlichere Untersuchungen zur Frage der Höhenfehler, etwa unter Benutzung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes, mußte verzichtet werden, da zahlreiche Fehlerquellen nicht abschätzbar waren. Beispielsweise konnten die bei der Anfertigung und Auswertung der Ionogramme entstandenen Ungenauigkeiten entweder gar nicht oder nur unzureichend erfaßt werden.

5.2.5. Korrelation

Zu quantitativen Maßstäben für den Vergleich zweier Beobachtungsserien $\{x(t), y(t);\ t = 1,2,---,N\}$ gelangt man über die Berechnung von Kreuzkorrelationsfunktionen $R(\tau)$. Sie stellen verallgemeinerte Formen der mit (5.2) bereits eingeführten Auto-

korrelationsfunktionen R'(τ) dar:

$$R(\tau) = \frac{\frac{1}{N-\tau}\sum_{t=1}^{N-\tau} x'(t)\, y'(t+\tau)}{\frac{1}{N}\sqrt{\sum_{t=1}^{N} x'(t)^2 \sum_{t=1}^{N} y'(t)^2}}; \qquad (5.18)$$

$$x'(t) = x(t) - \bar{x}, \quad y'(t) = y(t) - \bar{y}, \quad \left\{\begin{matrix}\bar{x}\\ \bar{y}\end{matrix}\right\} = \frac{1}{N}\sum_{t=1}^{N}\left\{\begin{matrix}x\\ y\end{matrix}\right\}(t).$$

Dabei ist {τ = 0,1,2,---,M} wieder die Zahl von Datenintervallen, um die beide Reihen gegeneinander verschoben werden und M die größtmögliche Versetzung. Die zwei unterschiedlichen Faktoren 1/(N-τ) und 1/N in Zähler und Nenner von (5.18) entsprechen der üblichen Schreibweise. Dagegen wurde in (5.2) einem Vorschlag von PARZEN (1964) gefolgt, zur Erhöhung der Genauigkeit des Energiespektrums beide Male den Faktor 1/N zu benutzen, der sich dann herauskürzt. Die Extrema von R(τ) liegen bei -1 für genau entgegengesetzt verlaufende Zeitreihen und bei +1 für völlig übereinstimmende Funktionen. Ein Maximum wird jeweils dann erreicht, wenn die Versetzung der beiden Zeitreihen gegeneinander ihre Phasendifferenz gerade optimal kompensiert. Daher informieren Kreuzkorrelationsfunktionen nicht nur über die Ähnlichkeit, sondern auch über den Zeitunterschied von Meßreihen.

Diese Eigenschaft der Kreuzkorrelationsfunktionen ermöglicht es, das folgende Problem anzugehen: Können Unterschiede konjugierter Punkte hinsichtlich ihrer Ortszeiten und Deklinationseffekte im tageszeitlichen Verhalten von hmF2 wiedererkannt werden? Oder, anders herum, lassen sich Diskrepanzen der Höhenvariationen über weniger gut konjugierten Stationen aus deren Längen- und Deklinationsunterschieden antizipieren?

Um diese Fragen zu beantworten, wurden zunächst alle unter diesem Aspekt interessierenden Daten der verwendeten Stationspaare in den Spalten 2 und 3 der Tabelle 4 auf Seite 75 zusammengestellt. Hier bedeuten negative Vorzeichen, daß das Geschehen über der südlichen Station verzögert ist und vice versa. An-

schließend wurden die Korrelationsfunktionen berechnet und die Lage ihrer Maxima mit den "Sollwerten" verglichen. Das Ergebnis war in fast allen Fällen negativ, d. h. daß sich auch bei einer der geographischen und geomagnetischen Lage der Stationen angemessenen Verschiebung der hm-Zeitreihen keine wesentliche Verbesserung des Korrelationsgrades einstellte. Es besteht demnach kein einfacher Zusammenhang zwischen der Ortszeitdifferenz oder dem Unterschied der Deklinationseffekte konjugierter Punkte einerseits und der Phasendifferenz im Tagesgang von hmF2 andererseits.

Abb. 23 möge die Situation verdeutlichen. Sie enthält Kreuz-

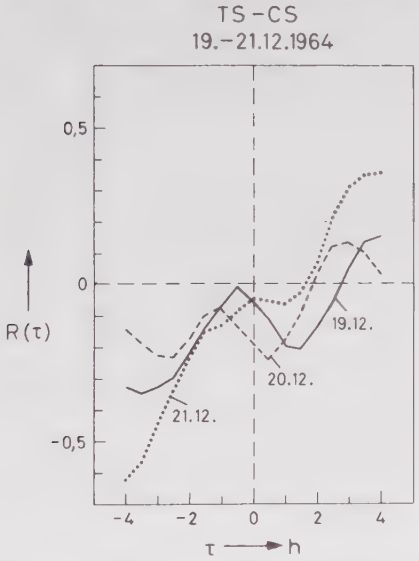


Abb. 23
Kreuzkorrelationsfunktionen R(τ) der gemessenen Höhenvariationen der F2-Schicht über Tsumeb (TS) und Capo San Lorenzo (CS); τ = Verschiebung.

korrelationsfunktionen R(τ) für Vertikalbewegungen der F2-Schicht über Tsumeb und Capo San Lorenzo an drei aufeinanderfolgenden Tagen (vgl. Abb. 14). R(τ)-Maxima für positive τ bedeuten ein Nachhinken der Ereignisse über der Südstation; Umgekehrtes gilt für Maxima über der negativen Achse. Gemäß Tabelle 4 erwartet man Phasenvorsprünge Δt für die Südstation. Im Falle eines überwiegenden Einflusses der Ortszeitdifferenz betrüge Δt ca. eine halbe Stunde und im Falle einer dominierenden Wirkung des Deklinationseffektes rund eineinviertel Stunden, nämlich das Zeitäquivalent

von 19,2°. Tatsächlich sind aber weder bei τ = -0,54 noch bei τ = -1,28 echte Maxima positiver Korrelation feststellbar.

Die einzige Ausnahme bilden wieder Canberra und Petropavlovsk. Hier liegt nach Abb. 24 in drei von vier Fällen ein breites Korrelationsmaximum zwischen τ = +0,5 und τ = +1,0 Stunden. Diese Werte entsprechen recht gut dem Ortszeitunterschied von 0,63 Stunden zwischen den beiden Stationen. Lägen sie auf dem gleichen Meridian, könnte man daher mit einer geringfügig besseren Übereinstimmung der Höhenvariationen rechnen.

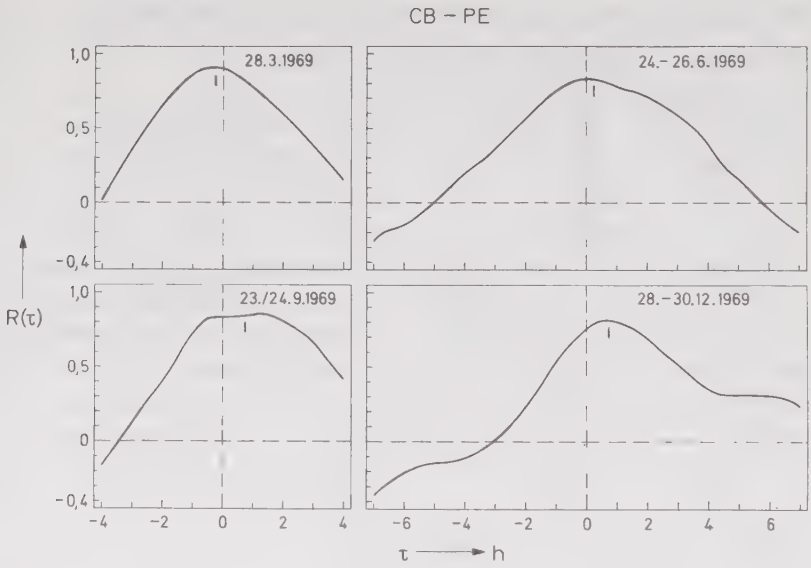


Abb. 24 Korrelationsfunktionen R(τ) der gemessenen Höhenvariationen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk; τ = Verschiebung.

Abb. 25 zeigt eine detaillierte Untersuchung des Dezember-Intervalls für dasselbe Stationspaar. Diesmal handelt es sich bei den miteinander korrelierten Zeitreihen allerdings um einige der in den Abb. 13 und 22 (rechts) wiedergegebenen Filterergebnisse. Während die ganztägigen Grundwellen (TP, σ = 10,0) mit 2 Stunden stärker als erwartet gegeneinander verschoben sind, scheinen die

nur leicht geglätteten Tagesgänge (TP, σ = 1,15) sowie die mit dem Bandpaß gewonnenen Schwingungen mittlerer Wellenlängen annähernd passende Phasendifferenzen aufzuweisen. Besonderes Interesse verdient die für die extrem kurzperiodischen Variationen (HP, σ = 1,15) berechnete Korrelationsfunktion, da sie kaum von Null abweicht und so den Zufallscharakter dieser Schwankungen belegt.

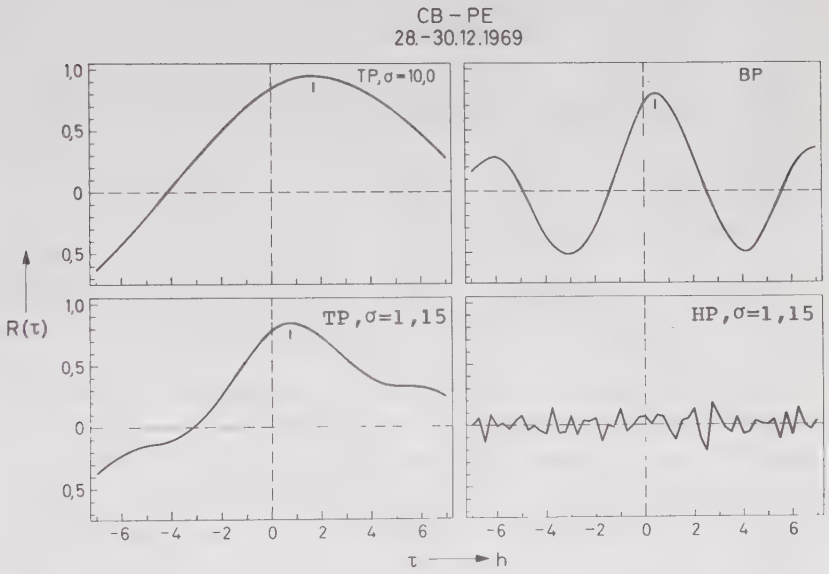


Abb. 25 Korrelationsfunktionen R(τ) der gefilterten Höhenvariationen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk; τ = Verschiebung, TP = Tiefpaß, HP = Hochpaß, BP = Bandpaß.

Häufig kann man auf Informationen über Phasendifferenzen verzichten und sich mit dem gewöhnlichen Korrelationskoeffizienten R begnügen. Dieser Koeffizient ist ein zwar grobes, dafür aber leicht zu handhabendes Maß für die Ähnlichkeit von Zeitreihen:

$$R = \frac{\frac{1}{N}\sum_{t=1}^{N} x'(t)y'(t)}{\sqrt{\overline{x'^2}\;\overline{y'^2}}} \qquad (5.18)$$

Tabelle 3 enthält die Korrelationskoeffizienten aller gemessenen und gefilterten Höhenvariationen über Canberra und Petropavlovsk. Sie bestätigen die bereits konstàtierte gute Übereinstimmung der F2-Schichtdynamik über diesem Stationspaar.

Tabelle 3

Canberra-Petropavlovsk; Korrelationskoeffizienten für hmF2

Meßwerte (äquidistant)	Tiefpaß σ=10,00	Hochpaß σ=10,00	Bandpaß	Tiefpaß σ= 1,15	Hochpaß σ= 1,15
0,902	0,955	0,710	0,770	0,918	0,007
0,827	0,970	0,422	0,555	0,877	-0,050
0,838	0,938	0,483	0,600	0,874	0,009
0,758	0,848	0,623	0,719	0,787	0,074

(von oben nach unten: März, Juni, September und Dezember)

Auch für alle anderen Stationspaare und Intervalle wurden Korrelationskoeffizienten berechnet. Sämtliche Werte wurden in Tabelle 4 zusammengefaßt, die auch Auskunft über die Güte der Konjugiertheit jedes Stationspaares sowie über Charakteristika der Intervalle gibt. (Die in der Tabelle zusammengefaßten Ergebnisse repräsentieren eine typische Auswahl von rund einem Drittel der insgesamt analysierten 12000 Ionogramme.) Leider sind die Meßzeiten nicht in jeder Hinsicht kompatibel, da es nur selten möglich war, passende Ionogramme zu beschaffen. Dennoch dürfte folgendes Fazit erlaubt sein:

Die Korrelationskoeffizienten fallen mit zunehmend abweichenden Deklinationseffekten und wachsender Entfernung zwischen einer gegebenen Station und dem genau konjugierten Punkt ihres Gegenstücks rasch ab. Die Entfernung ist sehr groß für Townsville und Kokubunji, zwei Stationen mit fast gleichen Deklinationsef-

Tabelle 4

Stationspaar	Ortszeit-differenz (Stunden)	Winkelsumme der Deklinationen ǂ	Entfernung (km) †	Intervall (Monat/ Jahr)	Intervall länge (Stunden)	Anzahl der Beobachtungen	Korrelationskoeffizient für hmF2 (und fmF2) Solstitien	Äquinoktien
a) Sonnenfinsternis								
Argentine Island-Wallops Island	+0,75	+ 9,0°	820	3/70	23	64		0,609
b) Baystörung								
Capetown-Garchy	+1,01	-29,8°	280	10/59	10	41	0,802	
Tsumeb-Lindau	+0,51	-18,0°	1700	10/59	10	19	0,424	
c) Magnetisch ruhige Tage ×								
Canberra-Petropavlovsk	-0,63	+ 5,5°	60	3/69	24	90		0,900(0,977)
				6/69	48	186	0,825(-0,176)	
				9/69	24	96		0,838(0,932)
				12/69	48	191	0,758(0,509)	
Capetown-Poitiers	+1,20	-31,0°	155	12/58	24	92	-0,035	
				3/65	24	64		0,460
Hobart-Magadan	-0,23	+ 2,8°	600	12/68	24	86	0,354	
Kerguelen-Archangelsk	+1,99	-37,8°	280	6/68	24	92	0,611	
Gorki	+1,73	-40,6°	750	9/58	22	23		0,670
				12/65	8	26	0,219	
Sogra	+1,60	-36,3°	55	7/66	10	35	0,208	
				9/66	17	64		0,421
Marion Island-Lindau	+1,85	-37,4°	430	7/57	20	62	0,599	
				12/57	12	50	0,266	
Rarotonga-Maui	-0,22	+24,0°	490	1/58	23	48	-0,072	
				6/58	17	33	0,343	
				9/58	22	44		0,591
				3/64	21	43		0,508
				6/64	24	89	0,058	
Townsville-Kokubunji	+0,48	+ 1,3°	900	3/64	24	77		0,359
				12/65	24	67	0,153	
Tsumeb-Capo San Lorenzo	+0,54	+19,2°	350	12/64	72	144	-0,084	
				3/70	48	50		0,275
d) Stationsvergleich								
Lindau-Gorki	-2,28	+12,6	2200	9/58	48	132		0,721

ǂ Die Winkelsumme der Deklinationen ist ein Maß für den Unterschied der Deklinationseffekte
† Entfernung zwischen der Nordstation und dem konjugierten Punkt der Südstation
× $Kp \leq 3+$

fekten. Hier unterscheidet sich der Korrelationskoeffizient während der Solstitien nur noch wenig von Null. Er ist vergleichbar klein für Kerguelen und Sogra sowie Capetown und Poitiers, die zwar jeweils geographisch eng konjugiert sind, aber extrem unterschiedliche Deklinationseffekte aufweisen. Der kleinste und auf Grund guter Ionogramme und zahlreicher Meßwerte zugleich besonders signifikante Korrelationskoeffizient wurde für Tsumeb und Capo San Lorenzo errechnet, die - wie schon erwähnt - schlecht konjugiert sind und recht unterschiedliche Deklinationseffekte haben. Besondere Aufmerksamkeit galt den Stationen Hobart und Magadan, da sie fast auf demselben Meridian liegen, ähnliche Deklinationseffekte haben, aber nur grob konjugiert sind. Aus der geringen Größe des für sie ermittelten Korrelationskoeffizienten folgt, daß die über sehr gut konjugierten Stationen angetroffene Parallelität ionosphärischer Höhenvariationen nicht auf Ortszeitkoinzidenzen beruhen kann.

Mit anderen Worten: hohe Korrelationskoeffizienten für ionosphärische Bewegungen in unterschiedlichen Hemisphären sind auf nahe konjugierte Punkte mit gleichen Deklinationseffekten beschränkt. Über Stationen dieser Art darf man äquivalente Höhenänderungen der F2-Schicht erwarten. Die notwendige Kopplung scheinen elektrische Felder zu vermitteln.

Abschließend sei auf die eingeklammerten Werte in Tabelle 4 hingewiesen, die das Ergebnis von Grenzfrequenzkorrelationen für Canberra und Petropavlovsk darstellen. Sie unterstreichen den grundsätzlichen Unterschied im Verhalten von fmF2 während verschiedener Jahreszeiten und machen Ausgleichseffekte der von HANSON (1963) postulierten Art in den Äquinoktien wahrscheinlich (vgl. 3.3.1.).

5.3. Abschätzung eines elektrischen Feldes

Die nächtlichen Einbrüche der F2-Schichthöhe von fast 100 km über Canberra und Petropavlovsk im Dezember sind die deutlichsten der in dieser Untersuchung gefundenen individuellen konjugierten Effekte. Da sie mit großer Sicherheit aus dem gleichzeitigen Auftreten ähnlicher elektrischer Felder über den beiden Stationen resultierten, erschien es angebracht, einmal die Stär-

ke solcher Felder abzuschätzen.

Ein zur theoretischen Bestimmung des F2-Schichtverhaltens geeignetes Programm von RÜSTER (1971a), mit dem gleichzeitig Neutralgaswinde und elektrische Felder berücksichtigt werden konnten, ermöglichte die notwendigen Rechnungen: Zunächst wurde das aus der täglichen Variation der üblichen Parameter (Sonnenstand, Neutralgaswinde etc.) unter Ausschluß elektrischer Felder zu erwartende Schichtverhalten über den beiden Stationen ermittelt. So entstanden die durchgezogenen Kurven in Abb. 26 (links und Mitte). Dann wurde - ceteris paribus - das aus der Einbeziehung plausibler Modellfelder folgende Schichtverhalten festgestellt. Da die Höhenmaxima über den beiden Stationen von vornherein nicht simultan auftraten, wurden auch die Modellfelder zu verschiedenen Zeiten "eingeschaltet". Auf diese Weise konnten wirklichkeitsnahe, fast symmetrische Einsattelungen erzielt werden. Am besten wurde das reale Schichtverhalten mit dem rechts in Abb. 26 dargestellten ostwestlichen Feld von maximal 12 V/km reproduziert.

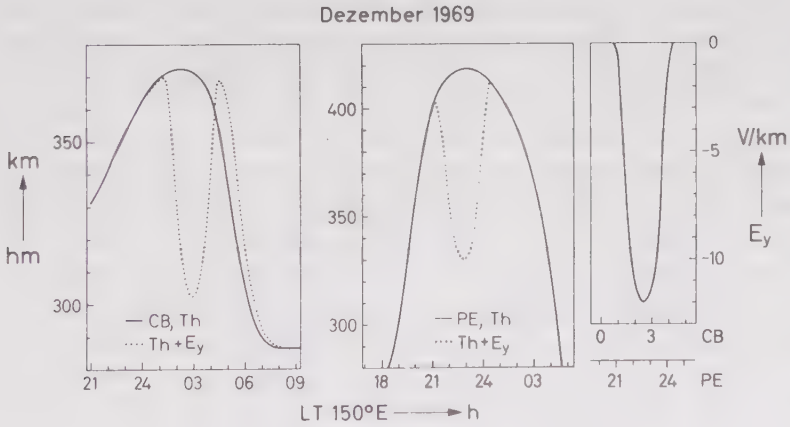


Abb. 26 Theoretische nächtliche Höhenvariationen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk. Die Berechnungen wurden einmal ohne (Th) und einmal mit (Th+E_y) Berücksichtigung des rechts dargestellten elektrischen Feldes von maximal 12 V/km durchgeführt.

Dieser Wert ist doppelt so groß wie der in einer früheren Veröffentlichung (PETELSKI, 1971) angegebene, der auf einer einfacheren Schätzung ohne Modellrechnung beruhte.

Das Auftreten elektrischer Felder mit Feldstärken bis zu 12 V/km in mittleren Breiten und unter magnetisch ruhigen Bedingungen überrascht insofern, als selbst die neuesten Feldmodelle von MATSUSHITA (1969, 1971; vgl. Abb. 1 und 2) für den Breitenbereich von Petropavlovsk nur 2 - 3 V/km und für jenen von Canberra noch geringere Feldstärken voraussagen.

5.4. Vergleiche mit Ergebnissen anderer Autoren

Numerische Lösungen der die Dynamik der Ionosphäre beschreibenden Gleichungssysteme führten STUBBE und CHANDRA (1970) zu der Vermutung, unter magnetisch ruhigen Bedingungen seien nächtliche Vertikalbewegungen der Ionisation oberhalb von 300 km Höhe auszuschließen. Mit dieser Erwartung kontrastieren die für Dezember nachgewiesenen Höheneinbrüche über Canberra und Petropavlovsk. Es könnte eingewandt werden, bei den gemessenen Depressionen handele es sich um nicht repräsentative, exzeptionelle Verhaltensweisen der F2-Schicht. Diesem Argument widersprechen die Ergebnisse von NELSON und COGGER (1971): Bei der Durchsicht von Rückstreudaten für die Ionosphäre über Arecibo (ϕ = 18°N, I = 50°N) stießen sie in 110 von 130 Nächten auf einen mitternächtlichen Schichtabfall um 50 bis 100 km, dem häufig ein Wiederanstieg auf das Ausgangsniveau zwischen 0200 und 0300 Uhr folgte. Ähnliche Effekte konnten sie anhand des von Ionogrammen abgelesenen Verhaltens der virtuellen Höhen auch für weiter vom geomagnetischen Äquator entfernte Stationen nachweisen. Allerdings traten die Effekte mit wachsender Breite zunehmend seltener und später auf.

Als mögliche Ursachen gaben NELSON und COGGER alternativ Umpolungen des elektrischen Dynamofeldes bzw. Schwerewellen an, die bei Richtungswechseln des äquatorialen Elektrojet entstehen sollen. Abweichend davon vermutete BEHNKE (1970) den Grund in plötzlichen Reversionen der Neutralwindrichtungen, die jedoch allen bisherigen Windmodellen widersprächen.

Auch BULLEN (1969) wies Höhensprünge der nächtlichen F2-

Schicht nach; gleichzeitig untersuchte er sie im Hinblick auf ihre Konjugiertheit. Abgesehen von einem 5-stündigen Intervall, für das wahre Höhen berechnet wurden, handelte es sich um virtuelle Variationen, die aus Ionogrammen von Rarotonga und Maui abgelesen wurden. Trotz wenig übereinstimmender Ergebnisse vermutete der Autor einen Zusammenhang der Vorgänge über diesen beiden Stationen, dessen Ursache ostwestliche elektrische Felder seien.

Beispiele eindeutig von elektrischen Feldern hervorgerufener nächtlicher Höhenvariationen der F2-Schicht mittlerer Breiten glaubten PARK und MENG (1971) während magnetischer Substürme gefunden zu haben. Sie schätzten die Stärke der beteiligten Felder auf einige V/km. MOZER (1971) nahm an, daß derartige, mit Substürmen einhergehende elektrische Felder bei Verknüpfungen des terrestrischen mit dem interplanetaren Magnetfeld auf der Tagseite der Magnetosphäre entstehen.

Um festzustellen, ob ähnliche Prozesse bei der Erzeugung der über Canberra und Petropavlovsk vermuteten elektrischen Felder mitwirkten, wurden die Magnetogramme der nahe bei diesen Stationen gelegenen Magnetfeld-Observatorien Toolangi und Yuzhno Sakhalinsk überprüft. Die magnetischen Registrierungen waren jedoch sehr gleichförmig und ließen keine substurmartigen Störungen erkennen.

Die in der vorliegenden Untersuchung präsentierten Beispiele für das Verhalten der kritischen Frequenzen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk erleichtern es, die zum Teil kontroversen Ergebnisse anderer Autoren zu beurteilen: Einerseits unterstützt die gute Übereinstimmung der fmF2-Tagesgänge im Frühjahr und Herbst den von BENKOVA et al. (1967, 1968a, 1969), MATSUSHITA (1968) sowie GROSHEVA und PISAREVA (1969) aus eigenen Messungen gezogenen Schluß auf Teilchenflüsse entlang der magnetischen Feldlinien. Andererseits läßt sie vermuten, daß die von HOOPER (1969) und TORR et al. (1970) gemessene verschwindende Korrelation konjugierter Grenzfrequenzvariationen in den Äquinoktien auf die Verwendung ungeeigneter Stationspaare oder Intervalle zurückzuführen ist.

Die kurz vor Sonnenaufgang registrierten Buckel im Verlauf

der Grenzfrequenz über Petropavlovsk, die im Dezember besonders deutlich hervortraten (s. Abb. 13), decken sich mit dem Befund von BUKIN et al. (1968), die solche Frequenzanstiege Photoelektronenflüssen aus der schon beleuchteten in die noch dunkle Hemisphäre zuschrieben. Übereinstimmende konjugierte Ionisationsdichte-Variationen während der Solstitien konnten jedoch auch von anderen Autoren noch nicht nachgewiesen werden. Im Gegenteil sprechen die von PAPAGIANNIS und MULLANEY (1968) bei der Untersuchung der sogenannten Abendanomalie gewonnenen Ergebnisse für eine Antikorrelation der F2-Grenzfrequenzen über der Nord- und Südhalbkugel, wie sie andeutungsweise auch aus Abb. 11 (unten) hervorgeht. (Der Korrelationskoeffizient für das entsprechende Intervall hat laut Tabelle 4 den Wert -0,176.) Es seien aber in diesem Zusammenhang die Arbeiten von CUMMACK (1967) und BENKOVA et al. (1968b) erwähnt, in denen die Ähnlichkeit wandernder Grenzfrequenzstörungen über den konjugierten Punktepaaren Rarotonga-Maui bzw. Kerguelen-Sogra aufgezeigt wurde. Während BENKOVA et al. daraus eine "nicht ausschließlich solare Kontrolle" der Störungen ableiteten, neigte CUMMACK zur Annahme einer elektrostatischen Kopplung der beiden Stationen als Ursache des Korrelationseffekts.

6. AUSBLICK

Die spezifischen Vorteile konjugierter Ionosphärenbeobachtungen liegen darin, ein sowohl billiges als auch nahezu kontinuierlich anwendbares Verfahren zur Bestimmung elektrischer Felder in und von Teilchenflüssen zwischen konjugierten Schichtbereichen sowie zur Überwachung der Konfiguration geomagnetischer Feldlinien darzustellen. Darüber hinaus sollten die Ergebnisse systematischer konjugierter Messungen Vorhersagen des Ionosphärenverhaltens in abgelegenen Gebieten der Erde erlauben. Verglichen mit diesen Möglichkeiten sind die bereits realisierten Versuche nur Anfänge, die zu weiterführenden Studien anregen.

Erwünscht wären längere Beobachtungszeiten zur Erhöhung der statistischen Signifikanz und kürzere Lotungsintervalle zur Verbesserung der zeitlichen Auflösung der Meßreihen. Ferner sollten die F1- und die E-Schicht in die Experimente einbezogen werden. Dabei läge die entscheidende Voraussetzung künftiger Arbeiten in der Errichtung wenigstens eines Paares von Stationen mit gleichartigen und hochwertigen Ionosonden an genau konjugierten Orten mit entgegengesetzt gleichen Deklinationen. Zur Kontrolle der erd magnetischen Bedingungen am Meßort sollten die Stationen mit Magnetometern ausgerüstet sein. Die für diese Zwecke geeignetsten Regionen der Erde sind Australien/Nordostasien und Argentinien/ Karibische Inseln.

Ergänzende theoretische Untersuchungen hätten sich mit potentiellen Entstehungsmechanismen starker elektrischer Felder während magnetisch ruhiger Perioden und der Geschwindigkeit zu befassen, mit der elektrische Felder von der einen in die andere Hemisphäre übertragen werden. Einstweilen existieren keine fundierten Angaben über die Zeitkonstante dieses Vorganges. Problematisch scheint dabei weniger die Berechnung der Feldlinien-Induktivität als die richtige Beurteilung der eventuell durch Plasmaturbulenzen komplizierten Leitfähigkeit zu sein.

Von großem Wert für die Prüfung von Magnetfeldmodellen und die Verfolgung dynamischer Änderungen der Feldlinienkonfiguration wäre die Verwirklichung eines Vorschlages von ROEDERER (1969). Sie

bestünde darin, Protonen von einigen GeV in eine magnetische Flußröhre einzuschießen und die Wirkungen der entstehenden Kaskaden am konjugierten Punkt zu beobachten. Eine optimale Kombination stellten Genf mit dem Protonen-Synchrotron und Mossel Bay in Südafrika dar.

7. ANHANG

A) Filtergewichte

Tabelle 5

Filtergewicht	Tiefpaß σ=10,00	Hochpaß σ=10,00	Tiefpaß σ= 1,15	Hochpaß σ= 1,15	Bandpaß
g(0)	0,0399	0,9601	0,3469	0,6531	0,3070
g(± 1)	0,0397	-0,0397	0,2377	-0,2377	0,1980
g(± 2)	0,0391	-0,0391	0,0765	-0,0765	0,0374
g(± 3)	0,0381	-0,0381	0,0115	-0,0115	-0,0266
g(± 4)	0,0368	-0,0368	0,0008	-0,0008	-0,0360
g(± 5)	0,0352	-0,0352			-0,0352
g(± 6)	0,0333	-0,0333			-0,0333
g(± 7)	0,0312	-0,0312			-0,0312
g(± 8)	0,0290	-0,0290			-0,0290
g(± 9)	0,0266	-0,0266			-0,0266
g(±10)	0,0242	-0,0242			-0,0242
g(±11)	0,0218	-0,0218			-0,0218
g(±12)	0,0194	-0,0194			-0,0194
g(±13)	0,0171	-0,0171			-0,0171
g(±14)	0,0150	-0,0150			-0,0150
g(±15)	0,0130	-0,0130			-0,0130
g(±16)	0,0111	-0,0111			-0,0111
g(±17)	0,0094	-0,0094			-0,0094
g(±18)	0,0079	-0,0079			-0,0079
g(±19)	0,0066	-0,0066			-0,0066
g(±20)	0,0054	-0,0054			-0,0054
g(±21)	0,0044	-0,0044			-0,0044
g(±22)	0,0035	-0,0035			-0,0035
g(±23)	0,0028	-0,0028			-0,0028
g(±24)	0,0022	-0,0022			-0,0022
g(±25)	0,0018	-0,0018			-0,0018
g(±26)	0,0014	-0,0014			-0,0014
g(±27)	0,0010	-0,0010			-0,0010
g(±28)	0,0008	-0,0008			-0,0008
g(±29)	0,0006	-0,0006			-0,0006
g(±30)	0,0004	-0,0004			-0,0004
g(±31)	0,0003	-0,0003			-0,0003
g(±32)	0,0002	-0,0002			-0,0002
g(±33)	0,0002	-0,0002			-0,0002
g(±34)	0,0001	-0,0001			-0,0001
g(±35)	0,0001	-0,0001			-0,0001
g(±36)	0,0001	-0,0001			-0,0001

B) Übersichtsartikel

Für gründlichere Informationen über einige der in dieser Arbeit angeschnittenen Themen eignen sich folgende Übersichtsartikel:

a) Elektrische Felder : BRAMLEY und PUDOVKIN (1970), FAHLESON (1967, 1972), RIEGER (1971).

b) Neutralgaswinde : RISHBETH (1972).

c) Ionisationsbewegungen: EVANS (1971), KENT (1970).

d) Konjugierte Punkte : OGUTI (1969), ROEDERER (1969), WESCOTT (1966).

8. ZUSAMMENFASSUNG

Wahre Höhenvariationen der F2-Schicht über konjugierten Punkten zählen zu den bislang am wenigsten bearbeiteten Gebieten der Aeronomie. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden aus Ionogrammen abgeleitete Vertikalbewegungen und Dichteschwankungen der Ionisation über 9 Kombinationen konjugierter Stationen untersucht. Aus den dabei aufgedeckten Merkmalen der F2-Schichtdynamik konnten Schlüsse auf elektrische Felder in der hohen Atmosphäre und auf Teilchenflüsse entlang der geomagnetischen Feldlinien gezogen werden:

a) Von den mit magnetischen Baystörungen verbundenen elektrischen Feldern hervorgerufene Bewegungen stimmten über einem konjugierten Stationspaar viel besser überein als über einem willkürlich zusammengestellten Vergleichspaar. Das besagt, daß elektrische Felder in konjugierten F2-Regionen und nur dort äquivalent sind. Als Ursache des Feldgleichgewichts kommen allein Ausgleichsströme über die erdmagnetischen Feldlinien in Frage.

b) Der Versuch, auch während einer Sonnenfinsternis gleichartige Ionisationsbewegungen über konjugierten Punkten nachzuweisen, mißlang, da magnetische Störungen die Präzision der Messungen beeinträchtigten. Immerhin wurde deutlich, daß Eklipsen nicht unbedingt mit dramatischen Höhensprüngen der F2-Schicht einhergehen müssen.

c) In magnetisch ruhigen Intervallen bewegte sich die F2-Schicht über den ideal konjugierten Orten Canberra und Petropavlovsk zu allen Jahreszeiten synchron und mit ähnlichem Hub. Nachdem die Meßreihen gefiltert und so in Gruppen spektraler Komponenten zerlegt worden waren, stellte sich heraus, daß sowohl die ganztägigen Grundschwingungen als auch die mittelfristigen Höhenvariationen mit Perioden von einigen Stunden parallel verliefen.

Versuche, das Schichtverhalten rechnerisch mit Neutralgaswinden zu begründen, hatten keinen vollen Erfolg. Insbesondere war es unmöglich, starke mitternächtliche Höhenschwankungen zu reproduzieren, die sich im Dezember gleichzeitig über beiden Stationen ereigneten. Es ist daher zu vermuten, daß auch in magnetisch ruhigen Zeiten beträchtliche elektrische Felder auf die F2-

schicht einwirken. Messungen an anderen Stationen erhärteten diese Annahme. Sie zeigten, daß gut korrelierte Vertikalbewegungen auf eng konjugierte Punkte mit gleichen Deklinationseffekten beschränkt sind.

Modellrechnungen vermittelten eine ungefähre Vorstellung von den in der F2-Schicht anzutreffenden Fèldern: Um die im Dezember registrierten nächtlichen Höheneinbrüche über Canberra und Petropavlovsk zu simulieren, wurden Feldstärken benötigt, die in anderthalb Stunden von Null auf maximal 12 V/km anstiegen. Solche Amplituden übertreffen die bisher für realistisch gehaltenen Modellwerte.

d) Die kritischen Frequenzen der F2-Schicht über Canberra und Petropavlovsk änderten sich in den Äquinoktien völlig gleichartig. Eventuell kann zu diesen Zeiten eine geographisch asymmetrische Lage konjugierter Punkte durch Teilchenflüsse entlang der magnetischen Feldlinien kompensiert werden. Während der Solstitien waren die Grenzfrequenzen über denselben Stationen dagegen praktisch unkorreliert. Offenbar überschritten die Unterschiede der Sonneneinstrahlung jetzt alle Ausgleichsmöglichkeiten. Nur kurz vor Sonnenaufgang wiesen Buckel im Grenzfrequenzverlauf auf Photoelektroneneinfälle in die noch dunkle Hemisphäre hin.

Herrn Professor W. Dieminger, dem Direktor des Max-Planck-Instituts für Aeronomie, danke ich herzlich für die Möglichkeit, am Institut für Ionosphärenphysik zu arbeiten und für die großzügige Förderung dieser Dissertation. Mein Dank gilt ebenso Herrn Dr. W. Becker, der die Untersuchung des Ionosphärenverhaltens über konjugierten Punkten vorschlug und Geräte nebst EDV-Programmen zur Ionogrammanalyse beisteuerte. Verbunden fühle ich mich den Direktoren zahlreicher Ionosphärenobservatorien und der Weltdatenzentren in Boulder, Moskau, Rockville, Slough und Tokio, die mir Ionogramme und Magnetogramme zur Verfügung stellten. Dankbar bin ich ferner den Herren Dr. H. Kohl und Dr. R. Rüster für Programme zur Berechnung theoretischer F2-Schichtdaten sowie Herrn Dr. K. G. Lenhart für die Bestimmung der Koordinaten konjugierter Punkte. Es ist mir ein besonderes Vergnügen, die engagiert-schwungvolle Unterstützung zu erwähnen, die mir durch Herrn K.-D. und Frau I. Böker bei der Ionogrammauswertung und durch Herrn H. Benecke bei der Prüfung und Zusammenstellung der Daten zuteil wurde. Auch die Beiträge Herrn H. Adams und seiner Werkstatt zur Ergänzung der Auswertegeräte erkenne ich gern an. Herr M. Götzie half mir freundlicherweise, mich in die Steuersprache der Univac 1108 einzuarbeiten.

Zur Datenverarbeitung wurden die elektronischen Rechenanlagen Univac 1108 der Gesellschaft für wissenschaftliche Datenverarbeitung, Göttingen, IBM 1401 der Aerodynamischen Versuchsanstalt, Göttingen und Siemens 305 des Max-Planck-Instituts für Aeronomie benutzt. Die Mehrzahl der Ionogramme wurde in rund 100 Stunden CPU-Zeit auf der Univac 1108 umgerechnet. Eine Reihe von Zeichnungen entstand auf dem an die Siemens 305 angeschlossenen CALCOMP-Plotter.

9. LITERATURVERZEICHNIS

Abur-Robb, M. F. K. 1969 Combined world-wide neutral air wind and electrodynamic drift effects on the F2-layer. Planet. Space Sci. 17, 1269-1279

Alfven, H. 1963 Cosmical electrodynamics.
Fälthammar, C.-G. Oxford University Press, London

Appleton, E. V. 1946 Two anomalies in the ionosphere. Nature 157, 691

Axford, W. I. 1969 Magnetospheric convection. Rev. Geophys. 7, 421-459

Bailey, G. J. 1969 Solution of the coupled ion and
Moffet, R. J. neutral air equations of the mid-
Rishbeth, H. latitude ionospheric F2-layer. J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 253-270

Baker, W. G. 1953 Electric currents in the ionosphere.
Martyn, D. F. I. Conductivity. Phil. Trans. Roy. Soc. (London) A 246, 281-294

Balsley, B. W. 1969 On the control of the F-region drift
Woodman, R. F. velocity by the E-region electric field: experimental evidence. J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 865-867

Barish, F. D. 1969 Conjugate intersects to selected
Roederer, J. G. geophysical stations. Center for the Study of Planetary Radiation Environments. University of Denver, Colorado

Becker, W. 1961 Vertikale Bewegungsvorgänge in der nächtlichen Ionosphäre. A. E. Ü. 15, 569-577

Becker, W. 1963 Das elektronische Verfahren der Station Lindau/Harz zur Berechnung von Elektronendichteprofilen der Ionosphäre aus Ionogrammen. Kleinheubacher Berichte 9, 45-51

Becker, W. 1967 On the manual and digital computer methods used at Lindau for the conversion of multifrequency ionograms to electron density-height profiles. Radio Sci. 2, 1205-1232

Becker, W. 1971 Einige Ergebnisse aus Lindauer Elektronendichteprofil-Berechnungen für die innere und äußere Ionosphäre. Kleinheubacher Berichte 14, 145-154

Bedinger, J. F. 1970 Measurement of winds above 200 kilometers. J. Geophys. Res. 75, 683-685

Behnke, R. A. 1970 Vector measurements of the ion transport velocity with applications to F-region dynamics. Thesis, Rice University, Houston Texas

Belon, A. E.
Maggs, J. E.
Davis, T. N.
Mather, K. B.
Glass, N. W.
Hughes, G. F. 1969 Conjugacy of visual auroras during magnetically quiet periods. J. Geophys. Res. 74, 1-28

Bendat, J. S.
Piersol, A. G. 1971 Random data: analysis and measurement procedures. B-102, Wiley-Interscience, John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney, Toronto

Benkova, N. P.
Bukin, G. V.
Davoust, K.
Kerblay, T. S.
Lafeille, M.
Taieb, C.
Faynot, G. M. 1967 Results of ionospheric observations at the magnetically conjugate points Kerguelen-Sogra. Geomag. & Aeron. 7, 663-669

Benkova, N. P.
Bukin, G. V.
Davoust, K.
Kerblay, T. S.
Taieb, C. 1968a Synoptic observations of the F2-layer of the ionosphere in the magnetically conjugate regions Kerguelen-Arkhangelsk province. Geomag. & Aeron. 8, 342-345

Benkova, N. P.
Bukin, G. V.
Faynot, G. M.
Lafeille, M. 1968b Perturbations itinérantes observées par sondages ionosphériques en deux stations conjuguées, Kerguelen et Sogra. Private Mitteilung

Benkova, N. P.
Bukin, G. V.
Kolokolov, L. Y.
Lafeille, M.
Taieb, C.
Faynot, G. M. 1969 Dynamics of magnetically conjugate regions in the F2-layer of the ionosphere. Geomag. & Aeron. 9, 742-744

Bramley, E. N.	1969	Electric field effects in the middle-latitude F-region. J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 1223-1227
Bramley, E. N. Pudovkin, M. I.	1970	Electric fields and their effects in the ionosphere. Solar-Terr. Phys. 4, 117-141
Bramley, E. N. Young, M.	1968	Winds and electromagnetic drifts in the equatorial F2-region. J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 99-111
Brown, R. R. Barcus, J. R. Parsons, N. R.	1965	Balloon observations of auroral zone x-rays in conjugate regions. 1. Slow time variations. 2. Microbursts and pulsations. J. Geophys. Res. 70, 2579-2612
Bukin, G. V. Yevzovich, N. P. Katsenelson, I. B. Sukhorukova, E. V. Yelizaryev, Y. N. Shatkhin, K. Z.	1968	Predawn effect in f_0F2 variations caused by sunrise at a magnetically conjugate point. Geomag. & Aeron. 8, 752-754
Bullen, J. M.	1969	Night-time decreases in F2-layer heights at near conjugate stations in low latitudes. J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 827-834
Cain, J. C.	1968	The role of the main geomagnetic field in locating conjugate points. Radio Sci. 3, 766-771
Cain, J. C. Hendricks, S. J. Langel, R. A. Hudson, W. V.	1967	A proposed model for the international geomagnetic reference field 1965. J. Geomagnetism Geoelectricity 19, 335-355
Campbell, W. H. Matsushita, S.	1967	World maps of conjugate coordinates and L contours. J. Geophys. Res. 72, 3518-3521
Carlson, Jr. H. C.	1966	Ionospheric heating by magnetic conjugate-point photoelectrons. J. Geophys. Res. 71, 141-148
Carlson, Jr. H. C. Walker, J. C. G.	1972	Electrodynamic drift in the nocturnal F-region ionosphere caused by conjugate point sunrise. Planet. Space Sci. 20, 141-148

Carpenter, L. A. Bowhill, S. A.	1971	E x B drifts at midlatitudes. Radio Sci. 6, 203-207
Challinor, R. A.	1969	Neutral-air winds in the ionospheric F-region for an asymmetric global pressure system. Planet. Space Sci. 17, 1097-1106
Challinor, R. A.	1970	Neutral-air winds in the ionospheric F-region for an asymmetric global pressure system. Planet. Space Sci. 18, 1485-1487
Cho, H. R. Yeh, K. C.	1970	Neutral winds and the behaviour of the ionospheric F2-region. Radio Sci. 5, 881-894
Cole, K. D.	1965	The predawn enhancement of 6300 Å airglow. Ann. Géophys. 21, 156-158
Cummack, C. H.	1967	The conjugacy of F-region perturbations. J. Atmosph. Terr. Phys. 29, 811-818
DeWitt, R. N.	1962	The occurence of aurora in geomagnetically conjugate areas. J. Geophys. Res. 67, 1347-1352
Dougherty, J. P.	1963	Some comments on dynamo theory. J. Geophys. Res. 68, 2383-2384
Eccles, D. King, J. W. Kohl, H.	1971	Further investigations of the effects of neutral-air winds on the ionospheric F-layer. J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 1371-1381
Eisemann, E.	1966	Der "Nächtliche Anstieg" der F-Schicht der Ionosphäre. Seine Synopsis und Deutung. Diplomarbeit, MPI f. Aeronomie, Lindau/Harz
Evans, J. V.	1968	Sunrise behaviour of the F-layer at midlatitudes. J. Geophys. Res. 73, 3489-3504
Evans, J. V.	1971	Ionospheric movements measured by incoherent scatter: a review. J. Atmosph. Terr. Phys. 34, 175-209

Evans, J. V. Gastman, I. J.	1970	Detection of conjugate photoelectrons at Millstone Hill. J. Geophys. Res. 75, 807-815
Eyfrig, R. W.	1963	The effect of the magnetic declination on the F2-layer. Ann. Géophys. 19, 102-117
Eyfrig, R. W.	1963	The effect of the magnetic declination on the F2-layer. J. Geophys. Res. 68, 2529-2530
Eyfrig, R. W.	1969	Zur Höhensteuerung des Maximums der F2-Schicht durch die Ostkomponente des erdmagnetischen Feldes, erkenntlich als Abhängigkeit von der Deklination. FTZ Darmstadt, Techn. Bericht 17, A 455
Fahleson, U. V.	1967	Theory of electric field measurements conducted in the magnetosphere with electric probes. Space Sci. Rev. 7, 238-262
Fahleson, U. V. Fälthammar, C.-G. Pedersen, A. Knott, K. Brommundt, G. Schumann, G. Haerendel, G. Rieger, E.	1971	Simultaneous electric field measurements made in the auroral ionosphere by using three independent techniques. Radio Sci. 6, 233-245
Fahleson, U. V.	1972	Critical review of electric field measurements. Private Mitteilung
Farley, Jr. D. T.	1959	A theory of electrostatic fields in a horizontally stratified ionosphere subject to a vertical magnetic field. J. Geophys. Res. 64, 1225-1233
Farley, Jr. D. T.	1960	A theory of electrostatic fields in the ionosphere at nonpolar geomagnetic latitudes. J. Geophys. Res. 65, 869-877
Fatkullin, M. N.	1968	Plasma motions in the F-region of the ionosphere accompanying the motions of the neutral gas. Geomag. & Aeron. 8, 511-517

Fejer, J. A.	1953	Semidiurnal currents and electron drifts in the ionosphere. J. Atmosph. Terr. Phys. 4, 184-203
Fritz, H.	1881	Das Polarlicht. F. A. Brockhaus, Leipzig
Geisler, J. E.	1967	A numerical study of the wind system in the middle thermosphere. J. Atmosph. Terr. Phys. 29, 1469-1482
Gendrin, R. E. Troitskaya, V. A.	1965	Preliminary results of a micropulsation experiment at conjugate points. Radio Sci. 69D, 1107-1116
Gold, T.	1959	Motions in the magnetosphere of the earth. J. Geophys. Res. 64, 1219-1224
Grosheva, N. M. Pisareva, V. V.	1969	Influence of magnetic declination on the behaviour of the F2-layer and relationships between critical frequencies f_0F2, at two magnetically conjugate points. Geomag. & Aeron. 9, 744-745
Gurnett, D. A. O'Brien, B. J.	1964	High-latitude geophysical studies with satellite Injun 3. 5. Very-low-frequency electromagnetic radiation. J. Geophys. Res. 69, 65-89
Haerendel, G.	1969	Messung elektrischer Felder in der Ionosphäre mit künstlichen Plasmawolken. Naturwissenschaften 56, 545-552
Haerendel, G. Lüst, R. Rieger, E.	1967	Motion of artificial ion clouds in the upper atmosphere. Planet. Space Sci. 15, 1-18
Hanson, W. B.	1963	Electron temperatures in the upper atmosphere. Space Res. 3, North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 282-302
Hanson, W. B. Moffet, R. J.	1966	Ionization transport effects in the equatorial F-region. J. Geophys. Res. 71, 5559-5572

Hargreaves, J. K.	1970	Conjugate and closely-spaced observations of auroral radio absorption-IV. The movement of simple features. Planet. Space Sci. 18, 1691-1705
Hargreaves, J. K.	1971	Conjugate and closely-spaced observations of auroral radio absorption-V. Alternation of auroral particle precipitation between hemispheres. Planet. Space Sci. 19, 513-519
Harper, R. M.	1971	Dynamics of the neutral atmosphere in the 200-500 km height region at low latitudes. Thesis, Rice University, Houston, Texas
Helliwell, R. A. Gehrels, E.	1958	Observations of magneto-ionic duct propagation using man-made signals of very low frequency. Proc. IRE 46(4), 785-787
Holloway, J. L.	1958	Smoothing and filtering of time series and space fields. Advances Geophys. 4, 351-389
Hook, J. L.	1962	Some observations of ionospheric absorption at geomagnetically conjugate stations in the auroral zone. J. Geophys. Res. 67, 115-122
Hooper, A. W.	1969	The correlation of the critical frequency f_0F2 between a pair of midlatitude magnetically conjugate points. J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 1373-1381
Jacchia, L. G.	1959	Two atmospheric effects in the orbital acceleration of artificial satellites. Nature, London 183, 526-529
Jacchia, L. G.	1965	The temperature above the thermopause. Space Res. 5, North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 1152-1174
Jacchia, L. G.	1971	Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles. Smithsonian Astrophys. Obs., Special Rept. 332

Jones, K. L. 1971 Electrodynamic drift effects in mid latitude F-region storm phenomena. J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 1311-1319

Kato, S. 1956 Horizontal wind systems in the ionospheric E-region deduced from the dynamo theory of the geomagnetic Sq variation. Part II. Rotating earth. J. Geomagnetism Geoelectricity 8, 24-37

Kelley, M. C. Mozer, F. S. Fahleson, U. V. 1971 Electric fields in the nighttime and daytime auroral zone. J. Geophys. Res. 76, 6054-6066

Kelso, J. M. 1964 Radio ray propagation in the ionosphere. McGraw-Hill Book Company, New York, Toronto, London

Kent, G. S. 1970 Measurement of ionospheric movements. Rev. Geophys. Space Phys. 8, 229-288

Kertz, W. 1970 Statistik geophysikalischer Beobachtungsreihen. Institut für Geophysik und Meteorologie der Techn. U. Braunschweig, Vorlesungsskriptum.

King-Hele, D. G. 1966 Methods of determining air density from satellite orbits. Ann. Géophys. 22, 40-52

King, J. W. Kohl, H. 1965 Upper atmospheric winds and ionospheric drifts caused by neutral air pressure gradients. Nature 206, 699-701

King, J. W. Kohl, H. Pratt, R. 1967 The effect of atmospheric winds on the height of the F2-peak at middle and high latitudes. J. Atmosph. Terr. Phys. 29, 1529-1539

Kohl, H. 1960 Bewegung der F-Schicht der Ionosphäre bei erdmagnetischen Bai-Störungen. Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie 3, (1)

Kohl, H. 1966 The possible effect of diffusion between magnetically conjugate points on the seasonal anomaly of the F-layer. Electron density profiles in ionosphere and exosphere. North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 231-238

Kohl, H. 1970 Wind systems in the thermosphere. Space Res. 10, North-Holland Publishing Company - Amsterdam, 550-560

Kohl, H. 1972a Ein globales Windsystem in der Thermosphäre und sein Einfluß auf die F-Schicht der Ionosphäre. Habilitationsschrift, Universität Göttingen

Kohl, H. 1972b The calculation of winds from thermospheric models. Space Res. 12, 1069-1078

Kohl, H.
King, J. W. 1967 Atmospheric winds between 100 and 700 km and their effects on the ionosphere. J. Atmosph. Terr. Phys. 29, 1045-1062

Kohl, H.
King, J. W.
Eccles, D. 1968 Some effects of neutral air winds on the ionospheric F-layer. J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 1733-1744

Kohl, H.
King, J. W.
Eccles, D. 1969 An explanation of the magnetic declination effect in the ionospheric F-layer. J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 1011-1016

Lenhart, K. G. 1969 Private Mitteilung

Leonard, R. S. 1963 Selection of a model of the earth's magnetic field. J. Geophys. Res. 68, 6437-6440

Little, C. G.
Schiffmacher, E. R.
Chivers, H. J. A.
Sullivan, K. W. 1965 Cosmic noise absorption events at geomagnetically conjugate stations. J. Geophys. Res. 70, 639-648

Maeda, H.	1955	Horizontal wind systems in the ionospheric E region deduced from the dynamo theory of the geomagnetic Sq variation. Part I. Nonrotating earth. J. Geomagnetism Geoelectricity 7, 121-132
Maeda, H.	1963	World-wide pattern of ionization drifts in the ionospheric F region as deduced from geomagnetic variations. Proc. Int. Conf. on the Ionosphere, Inst. Phys. Soc., London, 187-190
Maeda, K.-I. Murata, H.	1965	Ionospheric dynamo theory with consideration for magnetospheric current along the geomagnetic lines of force. Rept. Ion. Space Res. (Japan) 19, 272-285
Mange, P.	1960	The distribution of minor ions in electrostatic equilibrium in the high atmosphere. J. Geophys. Res. 65, 3833-3834
Martyn, D. F.	1947	Atmospheric tides in the ionosphere. I. Solar tides in the F2-region. Proc. Roy. Soc. (London) A 189, 241-260
Matsushita, S.	1968	Ionospheric F2 behaviour at conjugate places in low latitudes. Radio Sci. 3, 658-667
Matsushita, S.	1969	Dynamo currents, winds, and electric fields. Radio Sci. 4, 771-780
Matsushita, S.	1971	Interactions between the ionosphere and the magnetosphere for Sq and L variations. Radio Sci. 6, 279-294
Meier, R. R.	1971	Observations of conjugate excitation of the OI 1304 Å airglow. J. Geophys. Res. 76, 242-247
Meng, C.-I. Akasofu, S.-I.	1968	Polar magnetic substorms in the conjugate areas. Radio Sci. 3, 751-757

Mozer, F. S.	1971	Origin and effects of electric fields during isolated magnetospheric substorms. J. Geophys. Res. 76, 7595-7608
Mozer, F. S.	1971	Power spectra of the magnetospheric electric field. J. Geophys. Res. 76, 3651-3667
Mühleisen, R. Fischer, H.-J. Hofmann, H.	1971	Horizontal electric fields in the ionosphere derived from air electric measurements. Z. Geophys. 37, 1055-1059
Muradov, A. Fatkullin, M. N.	1968	Planetary distribution of drifts in the F2-region of the ionosphere, excited by neutral gas motions. Geomag. & Aeron. 8, 207-211
Nelson, G. J. Cogger, L. L.	1971	Dynamical behaviour of the nighttime ionosphere at Arecibo. J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 1711-1726
Ness, N. F.	1965	The earth's magnetic tail. J. Geophys. Res. 70, 2989-3005
Obayashi, T. Nishida, A.	1968	Large-scale electric field in the magnetosphere. Space Sci. Rev. 8, 3-31
Oguti, T.	1969	Conjugate point problems. Space Sci. 9, 745-804
Papagiannis, M. D. Mullaney, H.	1968	A world-wide investigation of the mid-latitude evening increase in f_0F2 in the summer hemisphere. J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 1677-1685
Park, C. G. Meng, C.-I.	1971	Vertical motions of the midlatitude F2 layer during magnetospheric substorms. J. Geophys. Res. 76, 8326-8332
Parzen, E.	1964	An approach to empirical time series analysis. Radio Sci. 68D, 937-951
Petelski, E. F.	1972	Real height variations of the ionospheric F2-layer above some pairs of geomagnetically conjugate stations. J. Atmosph. Terr. Phys. 34, 1163-1170

Rao, B. C. N.
Maier, E. J. R. 1970 Photoelectron flux and protonospheric heating during the conjugate point sunrise. J. Geophys. Res. 75, 816-822

Rawer, K. 1953 Die Ionosphäre; ihre Bedeutung für Geophysik und Radioverkehr. P. Noordhoff N. V., Groningen-Holland

Rieger, E. 1971 Messungen des elektrischen Feldes in der oberen Atmosphäre. Z. Geophys. 37, 795-834

Rishbeth, H. 1967 The effect of winds on the ionospheric F2-peak—I. J. Atmosph. Terr. Phys. 29, 225-238

Rishbeth, H. 1968 The effect of winds on the ionospheric F2-peak—II. J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 63-71

Rishbeth, H. 1971 Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region. Planet. Space Sci. 19, 357-369

Rishbeth, H. 1972 Thermospheric winds and the F-region: a review. J. Atmosph. Terr. Phys. 34, 1-47

Rishbeth, H.
Garriott, O. K. 1969 Introduction to ionospheric physics. International Geophysics Series 14, Academic Press, New York and London

Rishbeth, H.
Moffet, R. J.
Baily, G. J. 1969 Continuity of air motion in the mid-latitude thermosphere. J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 1035-1047

Roederer, J. G. 1969 Conjugate point phenomena. Solar-Terr. Phys.: Terr. Aspects, M.I.T. Press, Ann. IQSY 5, 397-416

Rothwell, P. 1962 Charged particles in the earth's magnetic field and the ionospheric F2 layer. J. Phys. Soc. Japan 17, Suppl. A-I, 263-270

Rüster, R. 1969 Theoretical treatment of the dynamical behaviour of the F-region during geomagnetic bay disturbances. J. Atmosph. Terr. Phys. 31, 765-780

Rüster, R.	1971a	Solution of the coupled ionospheric continuity equations and the equations of motion for the ions, electrons and neutral particles. J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 134-147
Rüster, R.	1971b	The relative effects of electric fields and atmospheric composition changes on the electron concentration in the mid-latitude F-layer. J. Atmosph. Terr. Phys. 33, 275-280
Shawhan, S. D. Block, L. P. Fälthammar, C.-G.	1970	Conjugate photoelectron impact ionization. J. Atmosph. Terr. Phys. 32, 1885-1900
Siebert, M.	1964	Geomagnetic pulsations with latitude dependent periods and their relation to the structure of the magnetosphere. Planet. Space Sci. 12, 137-147
Singer, S. F.	1957	A new model of magnetic storms and aurorae. Trans. Am. Geophys. Union 38, 175-190
Spreiter, J. R. Briggs, B. R.	1961	Theory of electrostatic fields in the ionosphere at polar and middle geomagnetic latitudes. J. Geophys. Res. 66, 1731-1744
Sterling, D. L. Hanson, W. B. Moffet, R. J. Baxter, R. G.	1969	Influence of electromagnetic drifts and neutral air winds on some features of the F2-region. Radio Sci. 4, 1005-1023
Stewart, B.	1882	Terrestrial magnetism. Encyclopaedia Britannica, 9th Edition
Storey, L. R. O.	1953	An investigation of whistling atmospherics. Phil. Trans. Roy. Soc. 246, 113-141
Strobel, D. F. McElroy, M. B.	1970	The F2-layer at middle latitudes. Planet. Space Sci. 18, 1181-1202
Stubbe, P.	1968	Theory of the nighttime F-layer. J. Atmosph. Terr. Phys. 30, 243-263

Stubbe, P. Chandra, S.	1970	The effect of electric fields on the F-region behaviour as compared with neutral wind effects. J. Atmosph. Terr. Phys. 32, 1909-1919
Taubenheim, J.	1969	Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., Leipzig
Torr, M. R. Torr, D. G. Harland, G.	1970	Magnetic conjugacy in the F2-region of the ionosphere. Planet. Space Sci. 18, 1275-1278
Van Allen, J. A.	1959	Radiation belts around the earth. Sci. American 200, 39-47
Vasseur, G.	1971	La dynamique de l'atmosphère neutre et ionisée au-dessus de 200 km. Etude par diffusion incohérente. Thèse de doctorat, Faculté es sciences de Paris
Wescott, E. M.	1966	Magnetoconjugate Phenomena. Space Sci. Rev. 5, 507-561
Wescott, E. M. DeWitt, R. N. Akasofu, S.	1963	The Sq variation at geomagnetically conjugate areas. J. Geophys. Res. 68, 6377-6382
Wescott, E. M. Mather, K. B.	1965	Magnetic conjugacy from L=6 to L=1,4. 1. Auroral zone: conjugate area, seasonal variations, and magnetic coherence. 2. Midlatitude conjugacy. 3. Low latitude conjugacy. J. Geophys. Res. 70, 29-51
Wilson, C. R. Annexstad, J. O.	1966	Study of geomagnetic micropulsations. Final Rept., contract NONR 3031 (02), Geophysical Institute, University of Alaska, College, Alaska, Rept. UAG R-183
Wood, L. C.	1968	A review of digital pass filtering. Rev. Geophys. 6, 73-97
Woodman, R. F.	1970	Vertical drift velocities and east-west electric fields at the magnetic equator. J. Geophys. Res. 75, 6249-6259

Wright, J. W.
Smith, G. H. 1967 Introductory paper. Review of current methods for obtaining electron-density profiles from ionograms. Radio Sci. 2, 1119-1125

Wright, J. W. 1971 Horizontal drifts accompanying large vertical motions of the nocturnal F-region. Planet Space Sci. 19, 1327-1337

Yanagihara, K. 1963 Geomagnetic micropulsations with periods from 0.03 to 10 seconds in the auroral zones with special reference to conjugate point studies. J. Geophys. Res. 68, 3383-3397

Lebenslauf

Am 27. 4. 1939 wurde ich in Bremerhaven als Sohn des Kellners Friedrich Petelski und seiner Ehefrau Anneliese, geb. Roder, geboren. Von 1946 bis 1952 besuchte ich die Volksschule in Alfstedt, Kreis Wesermünde, anschließend für ein Jahr die Niedersächsische Heimschule in Bederkesa und dann das Körner-Gymnasium in Bremerhaven. Dort bestand ich am 5. 3. 1959 die Reifeprüfung.

Im Sommer 1959 begann ich an der Freien Universität Berlin mit dem Studium der Physik. Ich setzte es ab Sommer 1960 an der Würzburger Universität fort, an der ich am 7. 1. 1964 die Diplom-Vorprüfung und am 7. 6. 1968 die Diplom-Hauptprüfung ablegte. Gegenstand der Diplomarbeit war die "Umstellung der Störleistungsstufen des Würzburger 35 MeV-Betatrons auf Halbleiterbauelemente".

Das Physikstudium war durch ein dem Fach Bauingenieurwesen gewidmetes Semester an der Technischen Hochschule Aachen im Winter 1959 sowie durch drei Urlaubssemester unterbrochen, in denen ich als Präfekt am Christian von Bomhard - Schülerheim in Uffenheim und als Werkstudent im Betatron-Laboratorium der Siemens-Reiniger-Werke AG, Erlangen, tätig war. Später arbeitete ich als wissenschaftliche Hilfskraft zur Betreuung von Anfänger-Praktika und Übungen zur theoretischen Physik sowie als Betatron-Operateur an der Universität Würzburg.

Am 3. 1. 1969 begann ich am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau/Harz mit der Anfertigung der Dissertation. In der Zwischenzeit habe ich auf der XV. Generalversammlung der IUGG in Moskau (August 1971) sowie auf der Kleinheubacher Tagung (Oktober 1972) über Ergebnisse meiner Arbeit berichtet und eine vom Centre National D'Études Spatiales veranstaltete Sommerschule über Weltraumphysik in Lannion/Bretagne (August/September 1972) besucht. Ich bin verheiratet mit Edith P., geb. Krammer; wir haben einen Sohn.